PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1906. 7. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 4 am 31. Januar 1906.

INHALT.

Originalmitteilungen:

M. Reich, Über Größe und Temperatur des negativen Lichtbogenkraters. S. 73.

O. Lummer u. E. Pringsheim, Über das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes S 89.

J. Stark u. W. Hermann, Spektrum des Lichtes der Kanalstrahlen in Stickstoff und Wasserstoff. S. 92.

A. Schmidt, Das leichteste Gas. S. 97.

H. Benndorf, Über ein mechanisch registrierendes Elektrometer für luftelektrische Messungen. S. 98.

Besprechungen:

F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. S. 101.

J. W. Mellor, Chemische Statik und Dynamik. S. 101.

E. A. Gooch u. G. F. Walker, Lehrgang der anorganischen Chemie. S. 102.

D. Schmitz-Hencke, Anleitung zur photographischen Retusche und zum Übermalen von Photographieen. S. 102.

E. Blech, Standentwicklung als Universalmethode für alle Zwecke. S. 102.

H. W. Vogel, Das Pigment-Verfahren. S. 102.

A. Gleichen, Vorlesungen über photographische Optik. S. 102.

A. Bantlin, Amerikanische Dampfturbinen. S. 103.

Th. Immenkötter, Über Heizwertbestimmungen. S. 103.

H. Birven, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie. S. 104.

A. Marcuse, Handbuch der geographischen Ortsbestimmung. S. 104.

Personalien. S. 104.

Gesuche. S. 104.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über Größe und Temperatur des negativen Lichtbogenkraters.

Von M. Reich.

1. Die bisherigen Temperatur- und Strahlungsmessungen am Lichtbogen beschäftigen sich in weit überwiegender Zahl mit dem positiven Krater, der helleuchtenden Ansatzstelle des Flammenbogens an der positiven Elektrode. Der Grund liegt darin, daß dieser in den gewöhnlichen Fällen der größere und heißere der beiden Krater ist. Ein besonderes Interesse hat der positive Krater auch deshalb stets beansprucht, weil er überhaupt die höchste Temperatur besitzt, auf die wir einen festen Körper erhitzen können, weil er also von allen Temperaturstrahlern die physikalisch ökonomischste Lichtquelle darstellt. Der negative Krater beginnt erst in den Vordergrund des Interesses zu treten, seit die Ionentheorie der Elektrizitätsleitung in Gasen sich auch des Lichtbogenphänomens bemächtigt und Klarheit in diese Erscheinung gebracht hat. Die Anwendung dieser Theorie auf den Lichtbogen [1]) führte dazu, gerade dem negativen Krater für das Lichtbogenphänomen eine bestimmte Rolle zuzuteilen.

2. Im Lichtbogen haben wir eine Strömung der Elektrizität von Elektrode zu Elektrode durch das dazwischen befindliche Gas. Dieses befindet sich also im Zustande der Leitung, den wir uns durch eine Ionisation veranschaulichen: Die Moleküle der Gasstrecke sind zum Teil gespalten in positive und negative Ionen. Dieser Zustand der Ionisation muß vom Lichtbogen selbst dauernd aufrecht erhalten werden, die verschwindenden Ionen müssen dauernd ersetzt werden. Das geschieht nach der Elektronentheorie des Lichtbogens in folgender Weise:

1) J. Stark, Elektrizität in Gasen. 1902.

Ein weißglühender, wie der negative Lichtbogenkrater, negativ geladener Körper strahlt negative Elektronen in das ihn umgebende Gas aus.[1]) Diese Elektronen werden sich unter dem Einfluß der elektrostatischen Kräfte mit steigender Geschwindigkeit bewegen, und bei ihrem schließlichen Aufprall auf neutrale Moleküle oder positive Ionen eine um so größere Geschwindigkeit besitzen, je größer die „freie Weglänge" war, d. i. die Strecke, die sie unberührt zurücklegen konnten, und je größer die elektrostatischen Kräfte sind. Bei genügend großer Geschwindigkeit werden die Elektronen bei ihrem Aufprall neutrale Moleküle in positive und negative Ionen zu zerspalten vermögen, sie werden das Gas durch „Ionenstoß" ionisieren. Die entstehenden positiven Ionen werden durch die elektrostatischen Kräfte an die Kathode getrieben und dort durch ihren Aufprall die hohe Temperatur aufrecht erhalten. Ist diese, wie es beim Lichtbogen in der Regel der Fall ist, die Verdampfungstemperatur des Elektrodenmaterials, so wird dieser Dampf ganz oder zum Teil Träger der Entladung. Unter Umständen wird auch die Anode, manchmal sogar stärker als die Kathode, verdampfen, und den Raum zwischen den Elektroden mit ihrem Gas erfüllen; in jedem Falle ist es beim Lichtbogen ionisiertes, verdampftes Elektrodengas, was die Leitung vermittelt, im Gegensatz zum Glimmstrom, bei welchem das die Elektroden umgebende Gas diese Rolle übernimmt. Die aus dem Kathodenkrater tretenden Elektronen, also auch die hohe Temperatur desselben, sind für das Bestehen des Lichtbogens unerläßlich. Für die Größe des den Lichtbogen durchfließenden

1) Ausführliche Literaturangaben finden sich z. B. bei O. W. Richardson, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1, 300, 1904.

Stromes wird außerdem noch die Größe der Kraterfläche bestimmend sein.

Nachfolgende Untersuchungen beschäftigen sich hauptsächlich mit den Fragen:

a) Wie hoch ist die Temperatur und wie groß ist die Fläche des Kraters bei verschiedenen Stromstärken und Spannungen im stationär brennenden Bogen?

b) Wie verhalten sich diese Größen, wenn Stromstärken und Spannungen schnellen Variationen unterworfen werden, besonders wenn der Strom zeitweise ganz unterbrochen wird?

c) Was üben diese Variationen für Einfluß auf den Bogen und den positiven Krater aus?

Schließlich wird versucht, von den gewonnenen Ergebnissen auf Grund der Ionentheorie Rechenschaft zu geben.

3. Da bei Bestimmungen so hoher Temperaturen, wie sie im Lichtbogen auftreten, die gebräuchlichen Mittel, wie Thermoelemente usw. naturgemäß versagen, hat man verschiedene andere Methoden versucht, die sich prinzipiell einteilen lassen in Bestimmungen durch Kalorimetrierung und durch Messungen von Strahlungsintensitäten.

Die erstere Methode, nach welcher Violle[1]) eine Reihe von Messungen ausführte, besteht darin, daß die Spitze der Kohle, die eingefeilt war, während des Brennens durch einen kurzen Schlag in ein Wasserkalorimeter geworfen werden konnte, mit welchem man aus der spezifischen Wärme der Kohle die Temperatur ermitteln konnte. Violle fand damit den Satz, daß die Kratertemperatur bei der positiven Kohle unabhängig ist von der Stromstärke und Bogenlänge. Die von Violle ermittelten Werte sind in Tabelle I enthalten (S. 75).

Die zweite Methode wurde in der verschiedensten Weise gehandhabt. Als erster versuchte E. Becquerel[2]) 1860 und 1863 die Temperatur des Bogens zu bestimmen, indem er die Intensität des vom Bogen ausgestrahlten roten Lichtes photometrisch verglich mit der von einem erhitzten Platin-Palladium-Thermoelemente ausgestrahlten. Durch Messungen bekannter Temperaturen stellte er eine Formel auf, nach der er für den Lichtbogen extrapolieren konnte. Rosetti[3]) stellte am positiven Krater ähnliche Versuche an, nur beobachtete er statt mit sichtbaren, mit Wärmestrahlen und mit einer Thermosäule. In ähnlicher Weise beobachteten auch Dewar[4]), Crova[5]), Wilson und Gray[6]), Abney und Festing[7]) und andere. Nachdem dann in neuerer Zeit auf Grund der Forschungen von Stefan, Boltzmann, Kirchhoff, Wien, Planck, Lummer, Pringsheim die Strahlungsgesetze, d. h. die Abhängigkeiten zwischen Strahlungsintensität, Temperatur, Wellenlänge, Beschaffenheit der Körper usw. exakte Formen angenommen haben, sind auf Grund dieser Gesetze die Bestimmungen mehrfach wiederholt worden.

Lummer und Pringsheim[1]) und Very[2]) benutzten das Wiensche Verschiebungsgesetz: „Das Produkt aus der absoluten Temperatur und der Wellenlänge, bei welcher die Energie ihr Maximum hat, ist konstant."

Eine andere Methode stützt sich auf das von M. Planck aufgestellte Energieverteilungsgesetz:

$$\mathcal{J} = \frac{c_1 \, \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

worin $\mathcal{J}$ Strahlungsintensität, λ Wellenlänge, T absolute Temperatur, e Basis des natürlichen Logarithmus, c_1 und c_2 Konstante sind. Eine für die meisten Fälle ausreichende Genauigkeit hat dieses Gesetz in der ursprünglichen Wienschen Form:

$$\mathcal{J} = \frac{c_1 \, \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}}};$$

bei bestimmter Wellenlänge, also λ = konstant lautet es demnach $\mathcal{J} = A \cdot e^{-\frac{B}{T}}$, $\log \mathcal{J} = C \cdot \left(\frac{1}{T}\right) + D$. Für eine bestimmte Wellenlänge ist die reziproke absolute Temperatur linear abhängig vom natürlichen Logarithmus der Strahlungsintensität. (Gesetz der isochromatischen Kurven.)

Fery[3]), Le Chatelier[4]), Holborn-Kurlbaum[5]) und Wanner[6]) arbeiteten nach diesem Gesetz, letztere drei mit Hilfe besonderer von ihnen konstruierter Apparate, der „Pyrometer", welche die Temperaturbestimmung einfach und bequem vornehmen lassen. Waidner und Burgeß[7]) haben besonders eingehende Messungen mit diesen 3 Pyrometern vorgenommen, und während die meisten anderen Beobachter die Kratertemperatur unabhängig von der Stromstärke gefunden haben, fanden diese eine, wenn auch geringe Zunahme mit wachsender Stromstärke; bei Stromerhöhung von 15 auf 30 Amp. stieg die Temperatur von 3690 auf 3760 bezw. 3780°.

1) Violle, The Electrician 1892, S. 460; 1894, S. 238.
2) E. Becquerel, Ann. de chim. et phys. (3) **68**, 49, 1863.
3) Rosetti, Lumière Electr. 1, 235, 1879.
4) Dewar, Proc. Roy. Soc. **30**, 25, 1880.
5) Crova, Ann. de chim. et phys. (5) **19**, 472, 1880.
6) Wilson u. Gray, Proc. Roy. Soc. **58**, 24, 1895.
7) Abney u. Festing, Proc. Roy. Soc. **35**, 328, 1883.

1) Lummer u. Pringsheim, Verhandl. d. deutsch. phys. Ges. 1, 23, 215, 1899; **2**, 1, 163, 1900; **3**, 6, 1901.
2) Very, Astrophysical Journal **10**, 208, 1899.
3) Fery, Compt. rend. **134**, 977, 1201, 1902.
4) Le Chatelier, Journal d. phys. (3) 1, 185, 1892.
5) Holborn u. Kurlbaum, Ann. d. Phys. **10**, 225, 1902.
6) Wanner, Ann. d. Phys. **2**, 141, 1900.
7) Waidner u. Burgeß, Bulletin of the Bureau of Standards **1**, 109, 1904.

Tabelle I.

T. absolut

Beobachter	Positiver	Neg. Krater
Violle	3780	2970
Rosetti	4170	3320
Dewar	ca. 6000	
Crova	3300	
Wilson u. Gray . . .	3570	2670
Abney u. Festing . .	ca. 6000	
Lummer u. Pringsheim	3750—4200	
Very	3600—4100	
Fery	3760—4150	
Le Chatelier	4370	
Wanner	3700—3900	
Waidner u. Burgeß .	3680—3720	

Temperaturbestimmungen mit Hilfe des Pyrometers haben den prinzipiellen Nachteil, daß sie die Temperatur nur unter der Voraussetzung richtig angeben, daß der beobachtete Körper wie ein idealer schwarzer Körper strahlt. Die Strahlung des Kohlekraters dürfte indes dieser Strahlung sehr nahe kommen, so daß der Fehler jedenfalls nicht sehr beträchtlich ist.

4. Prinzip der Messungen: In nachfolgenden Untersuchungen wird beim stationär brennenden Flammenbogen zur Temperaturbestimmung das Wannersche Pyrometer benutzt mit einigen Abänderungen, welche unten näher erläutert werden. Zur Bestimmung der Kratergröße dient ein Fernrohr mit Mikrometerteilung im Okular. Zur Temperatur- und Größenbestimmung des Kraters bei variabler Stromstärke — gemeint sei hier und in den folgenden Kapiteln, wenn nicht besonders bemerkt, unter Krater stets der negative — diente eine photographische Methode: Der Krater wurde in den einzelnen Phasen, die er bei den Stromschwankungen im Lichtbogen durchläuft, gewissermaßen kinematographisch aufgenommen; seine jeweilige Größe ließ sich dann direkt mit Hilfe einer Teilmaschine ausmessen; die Temperatur wurde aus dem jeweiligen Grade der Schwärzung der Platte photometrisch gemessen, wobei durch besondere, später näher erläuterte Methoden das Verhältnis der Schwärzung zur Temperatur bestimmt werden mußte.

Die zugehörigen Strom- und Spannungskurven des Lichtbogens wurden gleichzeitig in einem Duddellschen Hochfrequenz-Oszillographen aufgenommen.

5. Die von mir verwendete Lampe war eine Gleichstromflammenbogenlampe mit Differentialregulierung von Körting & Mathiesen, an welcher folgende Abänderungen getroffen wurden: Die untere Kohle wurde in horizontalem Schlitten geführt, auf den in geeigneter Weise die Regulierung übertragen wurde. Durch einen Schalter konnte nach Belieben die ganze Reguliervorrichtung ausgeschaltet werden, um bestimmte Bogenlängen einstellen und auch Wechselstrom verwenden zu können. Durch einen Magneten mit variablem Nebenschluß wurde der Krater auf die Spitze der horizontalen Kohle gebannt. Die verwendeten Kohlen sind von Gebr. Siemens, Charlottenburg, bezogene Homogenkohlen, Marke A, von 5—7 mm Durchmesser.

6. Die Konstruktion des Pyrometers nach Wanner[1]) basiert, wie erwähnt, auf dem Wienschen Gesetze

$$\mathcal{J} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}.$$

Das Verhältnis der Lichtintensitäten zweier Körper, die sich auf den Temperaturen T und T_1 befinden, bei der Wellenlange λ, ist demnach:

$$\frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_1} = e^{-\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right)}$$

$$\log \frac{\mathcal{J}}{\mathcal{J}_1} = -\frac{c_2}{\lambda}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_1}\right) \log e.$$

Bestimme ich also das Verhältnis der Intensität $\mathcal{J}$ der zu untersuchenden Lichtquelle zur Intensität $\mathcal{J}_1$ einer Lichtquelle bekannter Temperatur T_1, so läßt sich T berechnen. In dem hier verwendeten Pyrometer wurde beobachtet bei der Wellenlänge 0,6563 μ; die „bekannte Temperatur" besitzt eine kleine im Apparat befindliche geeichte Glühlampe bezw. scheinbar eine vor der Glühlampe befindliche Mattscheibe. Die Eichung der Glühlampe kann mit Hilfe einer Amylacetat-Normallampe nach Bedarf kontrolliert werden. Das Verhältnis der Lichtintensitäten wird nach dem Glan — A. Königschen Photometerprinzip bestimmt (Kalkspat-Polarisator und drehbarer Nicol). Zu dem Apparat gehörige Tabellen geben dann die Temperatur an, die zu jeder Nicolstellung gehört. Ist die anvisierte Lichtquelle sehr klein, wie z. B. ein negativer Krater bei geringer Stromstärke, so würde eine genaue Einstellung nicht möglich sein, da dieser im Gesichtsfelde beinahe punktförmig erscheint; infolgedessen wurde mit Hilfe einer Linse von hinreichend großer Öffnung im doppelten Brennweitenabstand von Lichtquelle und Pyrometerspalt auf diesem ein Bild der Lichtquelle entworfen. Deckt das Bild den Spalt ganz, so sind die für die Nicolstellung berechneten Temperaturwerte ohne weiteres gültig, da die durch die Reflexion und Absorption in der Linse verlorene Lichtmenge nicht bemerkbar ist, und die Linse dann offenbar nur bewirkt, daß der Krater dicht vor den Spalt des Pyrometers gerückt erscheint. Da im vorliegenden Falle jedoch das Bild den Spalt

1) H. Wanner, Diese Zeitschr. **3**, 112, 1902.

nicht ganz bedeckte, wurde vor diesem eine Blende aus Aluminiumblech befestigt; entsprechend der damit verbundenen Lichtschwächung, die empirisch ermittelt wurde, mußten nun die Werte der Photometerstellungen umgerechnet werden. Linse und Pyrometer sind hier durch eine kleine optische Bank starr verbunden, so daß man, wenn die Linse auf das Pyrometer richtig einjustiert ist, an dem auf dem Spalt entworfenen Bilde sieht, welchen Teil der Elektrode man anvisiert. Durch diese Anordnung wird die Einstellung auf den heißesten Teil der Elektrode zuverlässiger. Wie Waidner und Burgeß bereits erwähnten, ist es bei diesem Pyrometer oft schwierig, zu erkennen, welchen Teil der Lichtquelle man anvisiert.

7. Die Vorrichtung zur photographischen Krateraufnahme bestand aus (Fig. 1) der Lampe

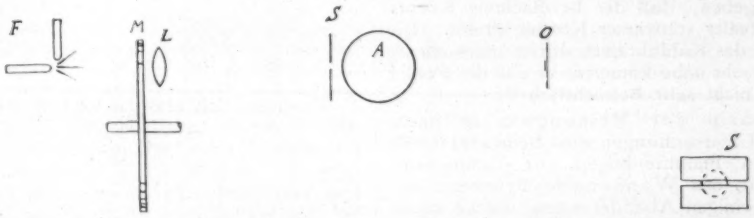


Fig. 1. Fig. 1a.

F, dem Objektiv L und der drehbaren Trommel A, auf welche die photographischen Films gespannt wurden.

Es konnte nun entweder noch eine schnellrotierende Scheibe M mit sektorförmigen Ausschnitten dazwischen gestellt werden zur Aufnahme der Kraterbilder, oder ein schmaler Spalt S, welcher gerade aus der Kratermitte ein Stück herausblendete (1a), wenn es sich darum handelte, nur Schwärzungen aufzunehmen. Auf der anderen Seite der Trommel stand der Duddellsche Oszillograph O zur Aufnahme der Strom- und Spannungskurven. Die Aluminiumtrommel A von 16 cm Durchmesser kann mittels einer gespannten Feder und einer Schwungmasse in Rotation versetzt werden[1]) und dreht sich dann mit praktisch konstanter Geschwindigkeit, — vom Anfang und Ende der Bewegung abgesehen — bis sie arretiert wird (etwa 180°). Die Geschwindigkeit wurde durch Photographieren der Oszillographen-Stromkurve einer elektromagnetischen Stimmgabel ermittelt und fand sich zu 66 cm pro Sekunde. Auf die Linse L sind zwei Prismen von kleinem brechenden Winkel entgegengesetzt aufgekittet, so daß sie die Linse halbieren, und man gleichzeitig zwei Bilder erhält. Eine mikrometrisch verstellbare Blende erlaubt die Lichtintensitäten der beiden Bilder meßbar zu schwächen.[1]) Hier war die Blende so eingestellt, daß die Intensitäten sich verhielten wie 1 : 4. Diese Doppelaufnahmen mit verschiedenen Lichtintensitäten[2]) wurden deshalb gemacht, um aus den Schwärzungen in unten noch zu erläuternder Weise die Temperaturen ermitteln zu können.

Die Scheibe M saß auf einem Elektromotor, dessen Geschwindigkeit so einreguliert wurde, daß die Kraterbilder auf dem Film gerade nebeneinander lagen, bei periodischen Vorgängen jedoch so, daß in den verschiedenen Perioden die Aufnahmen immer in verschiedenen Phasenmomenten gemacht wurden. Der Spalt S besaß eine Breite von 0,3 mm. Die Strom- und Spannungskurven ergaben sich nach der Schaltungsskizze (Fig. 2).

E bedeutet die Stromquelle, Akkumulatorenbatterie von 140 Volt oder Wechselstrommaschine.
W Vorschaltwiderstand.
W_1 induktionsfreier Widerstand von 1 Ohm.
W_2 und W_3 sind Stöpselrheostaten.
A Amperemeter.
V Voltmeter.
O Oszillograph.

8. Die im vorigen Kapitel beschriebene Vorrichtung hat den Nachteil, daß die Bilder nicht ganz scharf sind, da sich ja die Filmtrommel während der Aufnahme bewegt. Infolgedessen wurden noch Aufnahmen bei für kurze Zeit unterbrochenem Gleichstrom mit einer Anordnung ausgeführt, bei welcher die photographische Platte während des Momentes der Aufnahme stillsteht.

1) Der Apparat, Myographion genannt, ist von Hilding, Sandström, Lund gebaut und von Herrn Prof. Verworn, dem Direktor des Physiologischen Instituts Göttingen, freundlichst zur Verfügung gestellt.

1) Diese Anordnung ist einem von H. Th. Simon beschriebenen Photometer entnommen, vergl. H. Th. Simon, Eders Jahrbuch. 1898.

2) K. Schwarzschild bestimmte Sternengrößen mit Hilfe eines ähnlichen Prinzips: Publikationen der v. Kuffnerschen Sternwarte Wien-Ottakring. V. Bd. 1900.

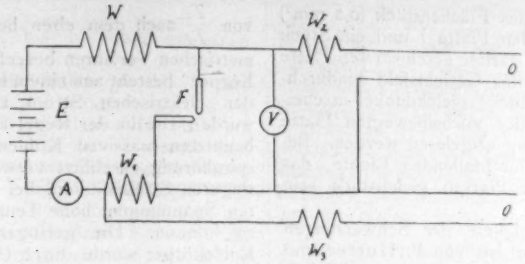


Fig. 2.

Die Anordnung der Apparate ist folgende: Die verlängerte Achse eines Motors trägt zunächst die Unterbrechervorrichtung *A* (Fig. 3),

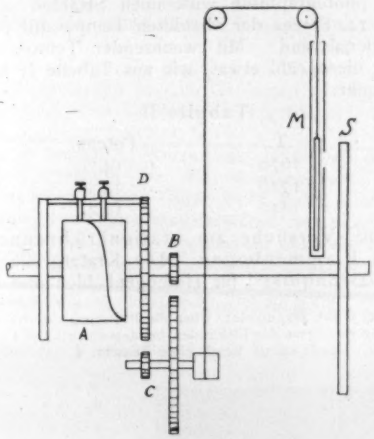


Fig. 3.

einen Hartgummizylinder, um welchen ein dreieckiges Messingstück so aufgewickelt ist, daß die eine Dreiecksseite eine Schraubenlinie um den Zylinder beschreibt. Durch Variierung des Abstandes zweier auf dem Zylinder schleifender Bürsten läßt sich also ein durch sie geleiteter Strom längere oder kürzere Zeit schließen, bezw. unterbrechen. Außerdem war auf der Achse ein Zahnrad *B* befestigt, an welches ein Zahngetriebe *C* mit einem Hebel angedrückt werden konnte. Letzteres drehte langsam den Bürstenhalter mit Bürsten um den Zylinder herum und wickelte zugleich einen Faden auf eine Trommel auf, welcher eine photographische Platte in vertikaler Richtung vor dem Spalte einer Metallkassette *M* vorbeibewegte. An dem Zahnrade *B* waren nun einige Zähne herausgefeilt, so daß das Vorgelege *C*, das stark gebremst war, und damit die Schleifbürsten, sowie die photographische Platte ruckweise bewegt wurden. Die mit dem Schlitz variabler Breite versehene Hartgummischeibe *S* war so gestellt, daß der Schlitz gerade in dem Moment vor dem Spalte der Kassette sich befand, in welchem das Vorgelege stillstand. Man erhält also so die Kraterbilder in den verschiedenen Phasen der Unterbrechung, jedoch so, daß sich z. B. die 12 Bilder auch auf 12 aufeinander folgende Unterbrechungsvorgänge beziehen. Ein exakter Vergleich der einzelnen Bilder setzt natürlich voraus, daß sich die 12 Unterbrechungsvorgänge vollkommen gleichmäßig vollzogen, was durch die gleichzeitige Oszillographenaufnahme kontrolliert werden konnte.

9. Methode der photographischen Temperaturbestimmung.

Um aus der Schwärzung der photographischen Platten die Temperaturen ermitteln zu können, ist es nötig:

1. die Schwärzungen meßbar miteinander zu vergleichen,
2. die Abhängigkeit der Schwärzungen von den wirksamen Strahlungsintensitäten zu ermitteln,
3. das Verhältnis dieser Strahlungsintensitäten zu den Temperaturen zu bestimmen.

Zur Messung der Schwärzungen diente das von J. Hartmann konstruierte Photometer.[1]) Man beobachtet in diesem Apparate mit Hilfe des bekannten Doppelprismenwürfels *A* (Fig. 4) mit einer kleinen totalreflektierenden Fläche *M*

1) J. Hartmann, Zeitschr. f. Instrumentenkunde **19**, 97, 1899.

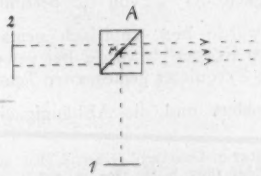


Fig. 4.

gleichzeitig ein kleines Flächenstück (0,2 mm²) der zu untersuchenden Platte 1 und ein Stück einer kontinuierlich stärker geschwärzten Platte 2, die man durch das Gesichtsfeld hindurchbewegt, bis beide Stücke gleichdunkel erscheinen. Die Stellung der vorbeibewegten Platte kann an einer Teilung abgelesen werden. Beobachtet wird im durchfallenden Lichte, das natürlich bei beiden Platten gleichstark sein muß.

Für die Abhängigkeit der Schwärzungen von den Intensitäten ist von P. Hurter und V. C. Driffield [1]) folgende Gesetzmäßigkeit gefunden worden: Trage ich in ein Koordinatensystem die Schwärzungen einer Platte in Abhängigkeit vom Logarithmus der Beleuchtungsstärke (Lichtintensität mal Zeit) ein, so erhalte ich eine für die Platte charakteristische Kurve. Diese verläuft bei allen besseren Plattensorten in ihrem mittleren Teile, dem Bereiche normaler Exposition, geradlinig; ihre Neigung gegen die Abszissenachse hängt nur von der Entwicklungszeit ab. Mathematisch bedeutet dies:

Für jede Platte ist $\frac{\log \frac{i}{i_0}}{s - s_0}$ eine Konstante,

wenn i und i_0 zwei Intensitäten und s und s_0 die zugehörigen Schwärzungen sind, gleiche Belichtungszeiten vorausgesetzt. Kenne ich also auf einer Platte für zwei Schwärzungen das Verhältnis der Lichtintensitäten, so kann ich für beliebige andere Stellen S_1 und S_2 das Verhältnis der Intensitäten durch die Formel berechnen:

$$\log \frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_2}_{S_1\ S_2} = \frac{\log \frac{i}{i_0}}{s - s_0}$$

gleiche Belichtungszeiten vorausgesetzt.

Bei den hier ausgeführten Aufnahmen mit Doppelobjektiv kennen wir ja für je 2 gegenüberliegende Stellen der Platten das Intensitätsverhältnis, nämlich 1 : 4, die Differenz der Schwärzungen gibt uns das Photometer, also erhalte ich das Verhältnis $\mathfrak{J}_1 : \mathfrak{J}_2$. Wähle ich für S_1 eine Stelle der Platte, an welcher ein Lichtpunkt bekannter Temperatur photographiert ist, so kann ich die der Stelle S_2 entsprechende Temperatur ermitteln, wenn ich die Abhängigkeit der $\frac{\mathfrak{J}_1}{\mathfrak{J}_2}$ von $\frac{T_1}{T_2}$ bestimme.

Das wurde hier empirisch gemacht. Ein „schwarzer Körper“ [2]) wurde bei verschiedenen durch das Pyrometer gemessenen Temperaturen photographiert und die Abhängigkeit der $\frac{\mathfrak{J}_x}{\mathfrak{J}_y}$ von $\frac{T_x}{T_y}$ nach dem eben beschriebenen photometrischen Verfahren berechnet. Der „schwarze Körper“ besteht aus einem Kohlerohr, das durch den elektrischen Strom zum Glühen erhitzt wurde. Die in der Regel zu diesen Versuchen benutzten massiven Kohlenrohre wurden hier spiralförmig geschlitzt verwendet, um mit geringeren Stromstärken, bei entsprechend höheren Spannungen, hohe Temperaturen erreichen zu können. Die geringere Stabilität dieser Kohlekörper wurde durch Umwickeln mit Glimmerplatten wieder ausgeglichen. Die Gleichmäßigkeit der Expositionszeiten wurde hier wiederum durch den oben beschriebenen Myographen erreicht, der hier eine mit Schlitz versehene Pappscheibe in Bewegung setzte. Die Aufnahmen ergeben, daß zwischen 1000° und 2000° die photographisch wirksamen Strahlen etwa der 14. Potenz der absoluten Temperatur proportional sind. Mit wachsender Temperatur fällt diese Zahl etwas, wie aus Tabelle II hervorgeht:

Tabelle II.

T.	Potenz
1670	14,7
1720	14,5
1840	14,2.

10. Versuche am stationär brennenden Flammenbogen. Die Kratergröße ist von Granquist [1]) für Homogenkohlen und für

1) Hurter u. Driffield, Jahrb. f. Phot. u. Reprodukt.-Techn. v. Eder 1893. S. 18; 1894, S. 157.
2) O. Lummer, Ziele der Leuchttechnik.

1) Gust. Granquist, Über die Bedeutung des Wärmeleitungsvermögens der Elektroden bei dem elektrischen Lichtbogen. Upsala 1903. Vergl. diese Zeitschr. **4**, 537, 1903.

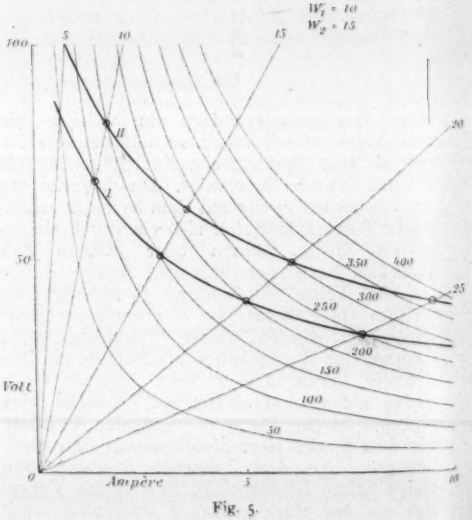


Fig. 5.

Stromstärken von 5 bis 15 Amp. gemessen worden.

Bedeutet i die Stromstärke, r den Radius in cm, so ergab sich $r = 0{,}043 + 0{,}008\, i$.

Diese Formel gilt jedoch nur für eine bestimmte Bogenlänge. Für den in meinen Versuchen meist angewandten Elektrodenabstand von etwa 9 mm — genau ist die Länge nicht zu bestimmen, da ja die Kohlen senkrecht zueinander standen — und einem Kohlendurchmesser von 6—7 mm ergab sich aus einer Reihe von Messungen die Beziehung:

$$r = 0{,}01 + 0{,}009\, i \text{ cm}$$

Verkleinert man die Bogenlänge, während man den Strom konstant hält, so wird der Krater größer, das konstante Glied der Formel nimmt zu, während sich der Faktor des i nur wenig ändert.

Diese Beziehung läßt sich auch mit Hilfe eines von H. Th. Simon[1]) angegebenen Diagramms ableiten: In Fig. 5 seien als Abszissen die Stromstärken (i), als Ordinaten die Spannungen (e) vom Lichtbogen eingetragen. Die Stellen gleicher Leistung ($e \cdot i =$ konstant) werden dann in bekannter Weise durch Hyperbeln dargestellt, welche die Koordinatenachsen als Asymptoten haben. Bezeichnet F die Kraterfläche, T die Temperatur derselben, und nehmen wir an, daß einem bestimmten TF ein bestimmter Lichtbogenwiderstand, ein bestimmtes $\frac{e}{i}$ entspricht, so entspricht ihm auch eine unter bestimmtem Winkel gegen die Abszissenachse geneigte Linie. Wir erhalten also für die verschiedenen TF-Werte ein durch den Koordinatenanfangspunkt gehendes Strahlenbündel. Die numerischen Werte der einzelnen Strahlen ergeben sich aus den Schnittpunkten einer bekannten Charakteristik mit den Leistungshyperbeln und den betreffenden Strahlen, und aus der von Herrn Simon abgeleiteten Beziehung $TF = \frac{ei}{\omega}$, worin ω für eine bestimmte Bogenlänge eine Konstante ist. Sofern nur die Bogenlänge geändert wird, behält das TF-Diagramm seine Gültigkeit. Längeren Bögen entsprechen höher gelegene Charakteristiken, bei gleichem i also kleinere TF-Werte und bei konstanten T kleinere Kraterflächen.

Die Temperatur des Kraters wurde als Mittelwert aus mehreren Beobachtungsreihen bestimmt, und zu 3140° absolut gefunden. Eine Abhängigkeit von Bogenlänge oder Stromstärke, die von 3—12 Amp. variiert wurde, konnte nicht bemerkt werden. Auch die photographischen Krateraufnahmen (§ 11) zeigen, sobald der Bogen stationär brennt, Schwärzungen, die unabhängig sind von der Stromstärke.

Entsprechende Beobachtungen am positiven Krater ergaben eine Temperatur von 3700° absol. Auch hier konnte eine Temperatursteigerung mit wachsender Stromstärke nicht festgestellt werden, jedenfalls dann nicht, wenn der Krater nicht durch den Flammenbogen hindurch, sondern hinreichend schräg beob-

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 311, 1905.

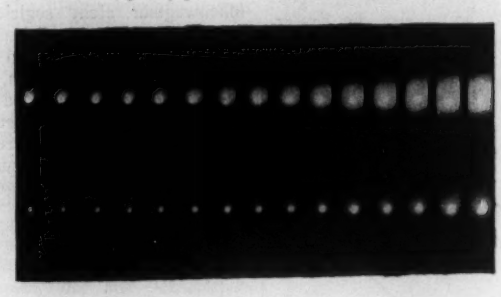


Fig. 6a.

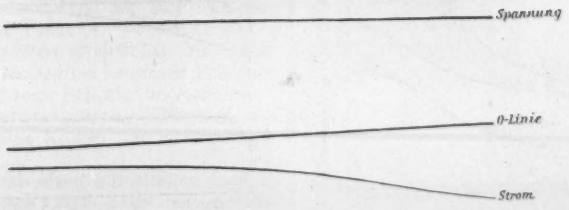


Fig. 6b.

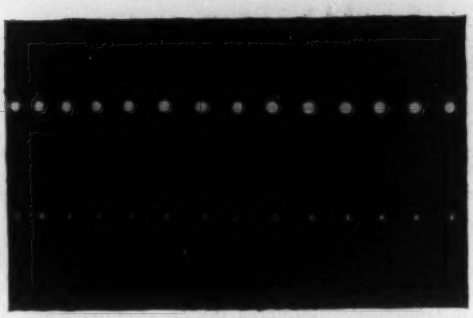


Fig. 7a.

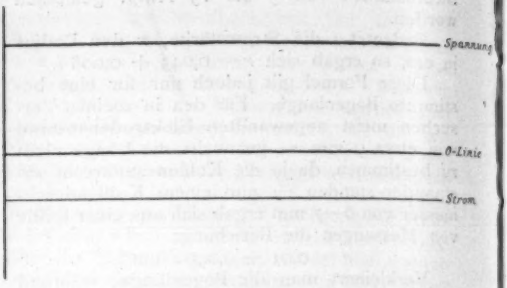


Fig. 7b.

achtet wurde. Vielleicht ist die von Waidner und Burgeß[1]) beobachtete scheinbare Temperaturerhöhung auf den Einfluß des Flammenbogens zurückzuführen, ein Einfluß, der sich ja niemals ganz beseitigen lassen wird und besonders bei hohen Stromstärken bei optischen Methoden absolute Werte kaum fehlerfrei erhalten läßt.

11. Einfluß plötzlicher und langsamer Stromänderungen auf den Krater durch Ausschalten von Widerstand. Fig. 6a und b stellen Aufnahmen dar, bei welchen durch Ausschalten von Widerstand während der Trommelrotation die Stromstärke im Lichtbogen allmählich gesteigert wurde. In Fig. 7a und b ist die Stromsteigerung kurz vor der Trommelrotation vor sich gegangen. In Fig. 6c und 7c sind die zugehörigen Messungsergebnisse eingetragen. Während also die Kratergröße, wenn man den Strom statisch die in Kurve I dargestellten Werte durchlaufen läßt, die in III angegebenen Werte, nach der Formel (§ 10) berechnet, annehmen müßte, sehen wir hier (Kurve II) ein beträchtliches Zurückbleiben der gemessenen hinter den berechneten Werten.

1) Waidner u. Burgeß, l. c.

Die Kurven zeigen ferner eine Art Phasenverschiebung, d. h. Kurve II verläuft um so steiler gegen III hin, je größer ihr gegenseitiger Abstand ist. Die Zeiten, um welche es sich hier handelt, sind aus dem Abszissenmaßstabe zu erkennen, 1 cm entspricht $^1/_{66}$ Sek., soviel betrug die Filmgeschwindigkeit. Die Kraterbilder sind in der Aufnahme im Verhältnis 17 : 5 vergrößert.

Fig. 8, a, b, c, geben die entsprechenden Aufnahmen bei plötzlicher Stromänderung durch Ausschalten von Widerstand wieder. Während der Rotation der Trommel wurde durch einen kleinen Quecksilberkontakt ein Relais geschlossen, was seinerseits einen Teil des Vorschaltwiderstands ausschaltete. Die Spannung zuckt hier zunächst in die Höhe, weil die vergrößerte Ionenwegfuhr nicht sogleich durch größere Ionenerzeugung ausgeglichen wird. Sobald dies jedoch geschehen ist, und eine ausreichende Menge Elektronen austreten, sinkt die Spannung wieder und zwar auf einen dem vergrößerten Strome entsprechenden Wert. Die Stromkurve hat in etwa $^1/_{600}$ Sek. bereits $^6/_7$ des Weges zu ihrer neuen Stellung zurückgelegt und erreicht die Gleichgewichtslage in etwa $^1/_{200}$ Sek.

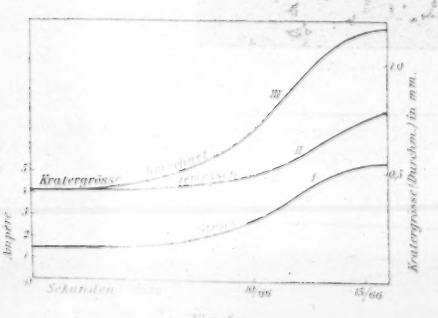


Fig. 6c.

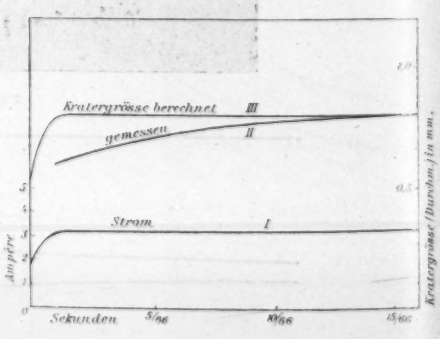


Fig. 7c.

Fig. 8a.

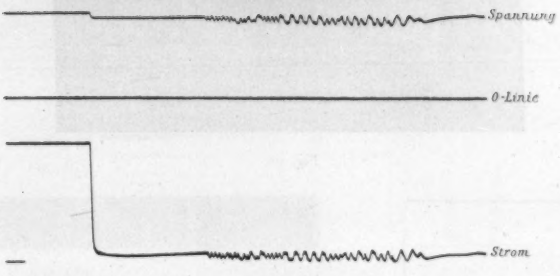


Fig. 8b.

Wie aber die entsprechende Aufnahme des Kraters Fig. 8a zeigt, hat dieser erst nach etwa $^1/_{10}$ Sek. die Größe angenommen, die dem vermehrten Strome entspricht. Auch die Oszillographenkurven allein lassen auf ein derartig langsames Wachsen der Krater schließen. Während die Stromkurve kurz nach dem Stromanstieg ein ruhiges Brennen erkennen läßt, tritt mit größer werdenden Kratern das Zischen des Flammenbogens ein, von Frau Ayrton erklärt durch Zutritt von Luft zum positiven Krater, wenn die Gashülle des Flammenbogens diesen nicht mehr genügend zu decken vermag. In den Oszillographenkurven charakterisiert sich das Zischen durch die schnellen Schwankungen der Strom- und Spannungskurven, welche getreue Spiegelbilder miteinander bilden.

Wird der Vorschaltwiderstand nicht verkleinert, sondern vergrößert, so spielen sich die umgekehrten Vorgänge ab, wie sie in Fig. 9 wiedergegeben sind. Nach dem Stromabfall wird der Krater unscharf, da sich der Rand erst allmählich abkühlt, bald jedoch schrumpft er mit seinem heißesten Teile auf den definitiven Wert zusammen, der hier beträchtlich schneller erreicht wird, als bei Stromanstieg. Der Gleichgewichtszustand ist aber immerhin erst erreicht bei Punkt *A*, wo die Spannung ihren definitiven Wert erreicht hat. Im Gegensatz zu dem Verhalten bei langsamer Erhöhung der Stromstärke zeigt sich hier bei Aufnahme 8 eine Temperaturerhöhung während des Anwachsens des Kraters, die in Fig. 8c IV eingetragen ist.

In Fig. 9a ist schon mit bloßem Auge zu erkennen, wie der Krater nach dem Stromabfall dunkler ist; durch Photometrierung wurde für ihn (Fig. 9a, Punkt *B*) der Wert 2980°, für den nächsten 3120° und für den folgenden bereits wieder der volle Wert 3140° gefunden.

12. Verlöschen und Zünden des Lichtbogens. Wird der Stromkreis des Lichtbogens unterbrochen, so fällt Strom und Spannung der

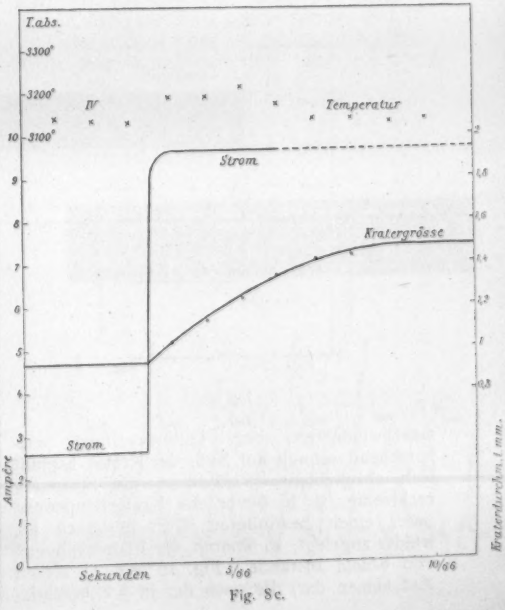


Fig. 8c.

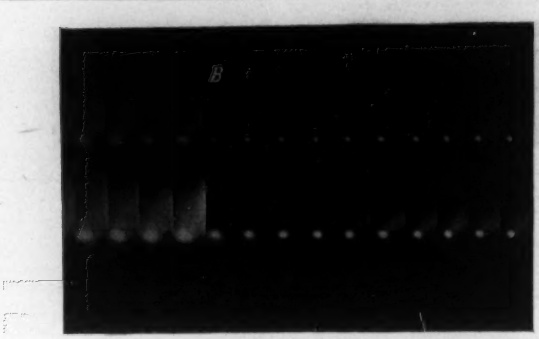


Fig. 9a.

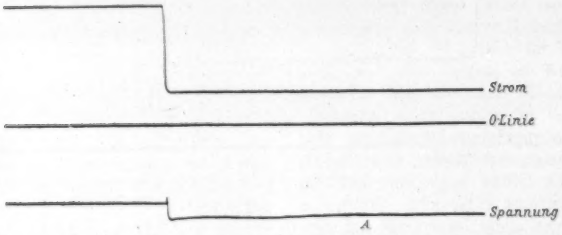


Fig. 9b.

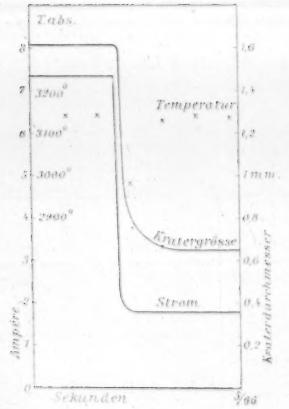


Fig. 9c.

Geschwindigkeit der Unterbrechung entsprechend schnell auf Null, der Krater beginnt sich abzukühlen. Wird dann die Spannung rechtzeitig, d. h. bevor die Kratertemperatur unter einen bestimmten Wert gesunken ist, wieder angelegt, so kommt der Flammenbogen von neuem zustande. Fig. 10 und 11 stellen Aufnahmen dar, die nach der in § 8 beschriebenen Methode hergestellt sind. Sie bestätigen im wesentlichen die an Aufnahme 6—9 gewonnenen Erfahrungen. Nach Aufhören des Stromes kühlt sich die Kraterfläche erst schnell, dann langsamer ab; nach dem Einsetzen des Stromes nimmt sie die Verdampfungstemperatur erst nur an einer kleinen Stelle an, es bildet sich ein kleiner Krater, der allerdings hier mit dem Strome sehr schnell wächst, da er sich ja hier auf einer stark vorgewärmten Stelle ausbreitet, viel schneller, als bei den in § 11 geschilderten Versuchen; immerhin ist ein Zurückbleiben der Kratergröße hinter den entsprechenden Stromwerten zu beobachten, wie Fig. 10c und 11c zeigen. Eine Temperaturerhöhung konnte hier mit Sicherheit nur an Aufnahme 11 nachgewiesen werden. Krater 8 (Fig. 11) hat eine Temperatur von 3200°, Krater 9 hat hingegen bereits wieder die normale Temperatur 3140°.

Auf den meisten Bildern ist die Stelle des Kraters nach erloschenem Strome von einem dunklen, dann wieder einem helleren Ring (z. B. Fig. 13) umgeben; die Helligkeitsunterschiede, die mit bloßem Auge deutlich zu erkennen sind und beträchtlich erscheinen, erweisen sich photometriert als sehr gering und sind wohl darauf zurückzuführen, daß im Krater die Kohle verdampft ist, der Rand um ihn

Fig. 10a.

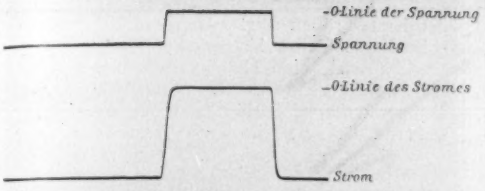


Fig. 10b.

Fig. 11a.

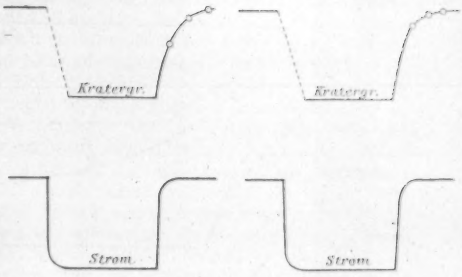


Fig. 10c. Fig. 11c.

daher etwas hervorsteht und infolgedessen sich schneller abkühlt.

Ist Selbstinduktion im Stromkreise, so fällt Strom und Spannung langsamer auf 0 (der Funken an der Unterbrechungsstelle ist größer als ohne Selbstinduktion) und werden auch langsamer wieder größer. Die Kratergröße bleibt infolgedessen hier wenig hinter den statischen Werten zurück. Eine Temperaturerhöhung ist nicht nachweisbar, da sie ja hier auch nur gering sein kann. Fig. 12 und 13 sind Aufnahmen bei Stromunterbrechung mit Selbstinduktion.

Fig. 13, Krater 6, zeigt gerade den Moment, in welchem der Krater entsteht; die Mitte der Elektrode beginnt bereits durch den wiedereinsetzenden Strom sich wieder stärker zu erwärmen.

13. Es wäre besonders interessant, beim Wechselstromlichtbogen die Verhältnisse des Kraters in analoger Weise zu verfolgen, leider erwiesen sich aber, wie in § 15 gezeigt werden wird, die Einflüsse des positiven Kraters so störend, daß gute Bilder nicht zu erzielen sind. Die Versuche mußten daher auf pulsierenden Gleichstrom und Gleichstrom mit übergelagertem

Fig. 12.

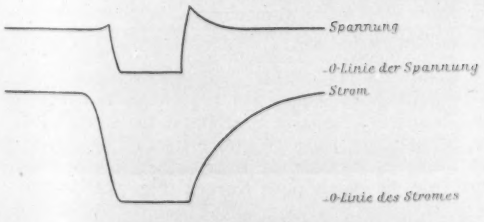


Fig. 12a.

Fig. 13.

Fig. 14a.

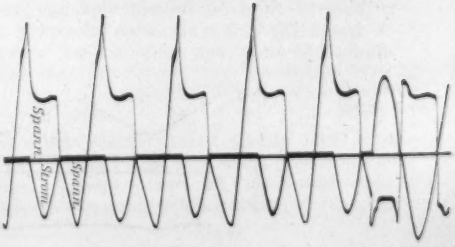


Fig. 14b.

Wechselstrom beschränkt werden. Ersterer wurde mit Hilfe zweier hintereinander geschalteter Grätz-Pollackscher Gleichrichter-Zellen (Blei- und Aluminiumplatten in Ammoniumphosphatlösung) erhalten. Fig. 14a stellt die gewonnenen Aufnahmen dar. Sind die Bleiplatten Anoden, so haben wir (Fig. 14b) das normale Wechsel-

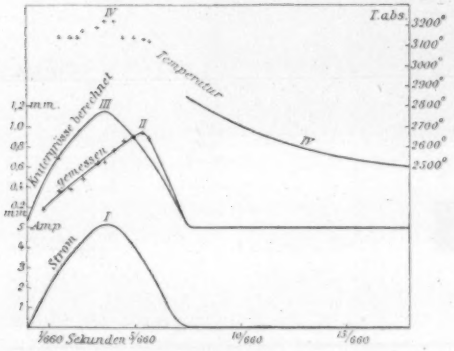


Fig. 14b.

strombild: die Spannung steigt, während der Strom noch gering bleibt; sobald der Strom mit nahezu sinusförmiger Gestalt einsetzt, fällt die Spannung, um dann bei abnehmendem

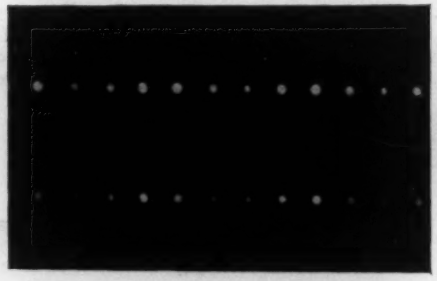


Fig. 15.

Strome wieder eine kleine Zacke nach oben zu bilden. Sind die Aluminiumplatten Anoden, so lassen die Zellen nur einen schwachen Strom hindurchfließen, der sich in der schwachen Spannungskurve nach der anderen Seite zeigt, während der Strom im Flammenbogen verschwindend klein bleibt.

In Fig. 14c sind Stromkurve I, Kratergröße gemessen II, und nach der Stromkurve mit Hilfe obiger Formel $r = 0{,}01 + 0{,}0091$ berechnet III und Temperatur IV aufgetragen. Die Kurve der Kratergrößen zeigt nicht nur ein beträchtliches Zurückbleiben hinter den normalen Werten, sondern auch eine Phasenverschiebung gegen die Stromkurve. Das Charakteristische an der Temperaturkurve ist hier, daß ihr Wert nicht während des Bestehens des Flammenbogens

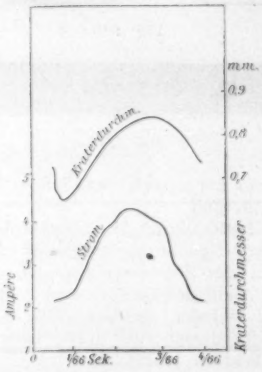


Fig. 15c.

konstant bleibt, sondern zuerst, während Strom und Krater wachsen, etwas höher liegt. Das Ansteigen der Temperaturkurve verläuft sehr schroff, das Abfallen etwas sanfter.

14. Ganz analoge Erscheinungen treten auch auf, wenn Wechselstrom dem Gleichstrome übergelagert wird. Die Überlagerung wurde zum Teil so vorgenommen, daß der Gleichstrom durch die eine Hälfte eines Transformators (1 : 1) floß, während in die andere Wechselstrom geleitet wurde (Aufnahme Fig. 15), teils wurden Akkumulatoren (140 Volt) direkt mit einer Wechselstrommaschine in Serie geschaltet (Aufnahme Fig. 16). Im ersteren Falle ist die Kratergröße deutlich festzustellen, so daß sich, wie die zugehörigen Kurven (Fig. 15c) zeigen,

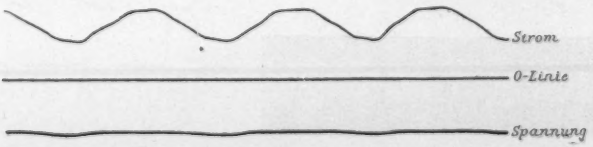


Fig. 15b.

die oben gefundenen Regeln bestätigen, während bei Aufnahme 16 die Stromschwankungen so schnell und beträchtlich sind (0 bis 11,4 Amp.), daß der Krater für Messungen nicht

Fig. 16.

als auch das Amplitudenverhältnis bei verschieden schnellen Schwankungen möglichst gewahrt bleibt.

Leider zeigten die Versuche, daß dieser Krater zwar, wenn er sich „eingebrannt" hat, hinsichtlich seiner Größe und Temperatur scharf definiert ist, daß aber bei Stromschwankungen Übergänge des dunkleren Teiles in den helleren so allmählich vor sich gehen, daß genaue Größenbestimmungen nicht möglich sind. Die Zeit, in welcher der positive Krater nach plötzlich verstärktem Strome seine entsprechende Größe annimmt, ist auch hier sehr von der Vorgeschichte der Elektrode abhängig. Wird der Strom nur für sehr kurze Zeit geschwächt bezw. unterbrochen, so nimmt der Krater sehr schnell wieder seinen vollen Wert an, wird dagegen ein schwacher Strom mit kleinem positiven Krater plötzlich verstärkt, so dauert es geraume Zeit, bis sich der Krater entsprechend

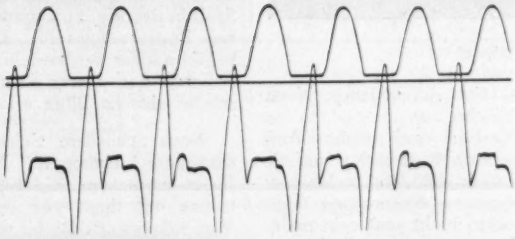


Fig. 16a.

mehr scharf genug erscheint. Die Temperaturkurven zeigen ähnliches Aussehen wie bei Aufnahme Fig. 14.

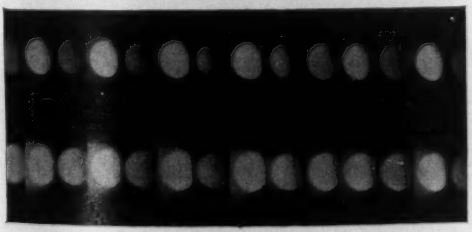


Fig. 17.

15. Praktisch von großem Interesse, z. B. mit Rücksicht auf die Lichttelephonie, wären derartige Untersuchungen am positiven Krater. In der Lichttelephonie kommt es ja darauf an, daß die Stromschwankungen möglichst exakt in Lichtschwankungen umgesetzt werden, daß also sowohl das vom Krater ausgehende Licht zeitlich den Stromschwankungen genau folgt, vergrößert. Fig. 17 zeigt den positiven Krater bei Gleichstrom mit übergelagertem Wechselstrom.

Die Kratertemperatur betrug 3700°, Schwankungen ließen sich nicht mit Sicherheit nachweisen. Da wir ja bereits die Temperatur der Kathode als Verdampfungstemperatur ansehen müssen, so können wir die höhere Anodentemperatur noch erklären durch den Einfluß der dicht vor der Anode befindlichen Ionengasschicht. Infolge des starken Potentialgefälles an der Anode erreichen dort die negativen Elektronen eine beträchtliche Geschwindigkeit, die Gasschicht wird zum intensiven Leuchten angeregt [1]), wir erhalten genau wie beim Glimmstrom über der Anode eine leuchtende Schicht von wesentlich höherer Temperatur, als die Elektrode selbst.

16. Bei Wechselstrom nimmt der Krater weder in seiner negativen noch positiven Phase scharfe Formen derart an, daß eine genaue Größenbestimmung möglich wäre; der negative

1) Stark, Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904.

Fig. 17a.

Fig. 18.

Krater findet ja stets eine durch den positiven stark vorgewärmte Fläche vor.

17. Schließlich wurden noch einige Aufnahmen des Bogens selbst gemacht, um die Geschwindigkeiten festzustellen, mit welchen er den Strom- und Spannungsänderungen folgt. Dafür wurden die Kohlen nicht senkrecht zueinander, sondern gerade gegenüber gestellt. Fig. 18 gibt ein Bild des Wechselstrombogens, aufgenommen mit einem Spalt senkrecht vor der Mitte des Bogens (Fig. 19).[1])

1) Ähnliche Aufnahmen sind auch von Blondel gemacht: s. La Lumière électrique Paris **42**, 551, 1891.

Das Charakteristische der Aufnahme ist: Der Bogen ist jedenfalls eine kurze Zeit erloschen. Seine maximale Ausdehnung hat er nicht gleichzeitig mit dem Strommaximum, sondern später; er erreicht also langsamer seinen Maximalwert und fällt schneller ab. Daß der Bogen schnellen Strom- und Spannungsschwankungen gut folgt, geht auch aus Aufnahme Fig. 20 hervor. Parallel zum Lichtbogen war ein Kondensator und eine Selbstinduktionsspule geschaltet, so daß der Bogen, wie Duddell[1]) gezeigt hat, von schnellen Wechselströmen durchflossen wird. Bei der Aufnahme war der Spalt in der Fig. 21 angedeuteten Weise parallel zum Bogen aufgestellt. Der Bogen zieht sich bei schwächer werdendem Strome auf den Raum zwischen den oberen Kraterrändern zurück, erscheint also im Bilde erloschen.

Noch schnellere Schwankungen liefert ein zischender Lichtbogen. Auch diesem folgt der Bogen momentan, wie Fig. 22 zeigt, eine Aufnahme mit Spalt vor dem negativen Krater. Man erkennt deutlich, wie jeder Spannungsänderung eine Änderung in der Bogenhelligkeit entspricht. An der Stromkurve ist hier bei Wechselstrom, im Gegensatz zum Gleichstrom,

1) Duddell, Proc. of the Inst. of electr. eng. **30**, 148, 1901.

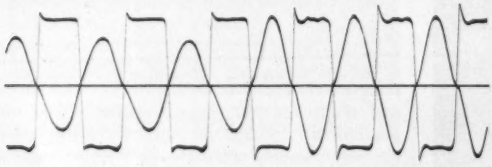


Fig. 18a.

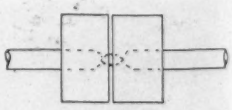


Fig. 19.

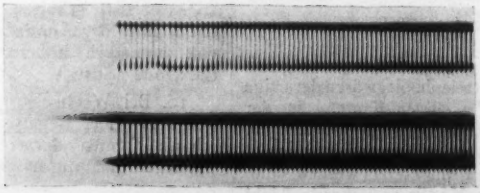


Fig. 20.

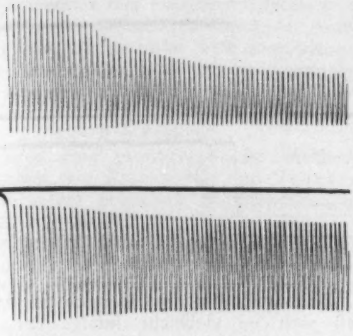


Fig. 20a.

das Zischen nicht von so deutlichen Schwankungen begleitet.

18. Theoretische Betrachtungen: Im folgenden wollen wir untersuchen, welche Schlüsse sich aus den experimentellen Resultaten auf die Ionentheorie des Lichtbogens

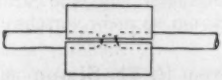


Fig. 21.

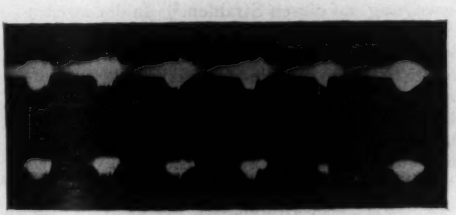


Fig. 22.

ziehen lassen. Für den stationär brennenden Bogen wurde die Temperatur des Kathodenkraters unabhängig von der Stromstärke gefunden. Daraus folgt:

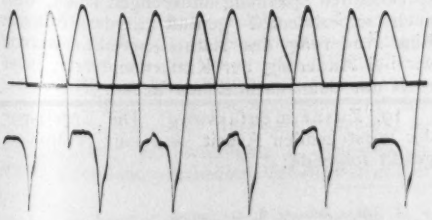


Fig. 22a.

1. Die von der Flächeneinheit des Kraters ausgestrahlte Elektronenmenge ist unabhängig von der Stromstärke; denn wie Richardson[1]) gefunden hat, ist die von einer heißen Fläche ausgestrahlte Elektronenmenge für dasselbe Material und denselben Druck lediglich eine Funktion der Temperatur.
2. Das Potentialgefälle an der Kathode, der Kathodenfall, ist unabhängig von der Stromstärke. Denn änderte sich der Kathodenfall, so änderte sich unter sonst gleichen Bedingungen die Geschwindigkeit der Ionen, die auf die Kathode aufprallen, dies würde jedenfalls eine Änderung der Temperatur der Kathode zur Folge haben.

Für die Größe des Kraters wurde experimentell eine Beziehung gefunden, nach welcher der Kraterdurchmesser innerhalb eines begrenzten Bereiches der Stromstärke linear von dieser abhängt:

$$r = m + ni.$$

Für die Kraterfläche F gilt mithin

$$F = a + bi + ci^2$$

Zur Bildung der für den Flammenbogen nötigen Elektronenmenge ist in erster Annäherung[2]) nur die Kathode maßgebend[3]), nur das Produkt aus Kraterfläche F und einer bis jetzt noch nicht ermittelten Funktion der Temperatur.[4]) Solange letztere konstant ist, ist die Elektronenmenge mithin proportional F. In stationär brennenden Bogen herrscht nun Gleichgewicht zwischen den neu gebildeten und verschwindenden Elektronen. Beim Verschwinden kommen in Betracht 1. die an die positive Elektrode wandernde Elektronenmenge, abhängig von i, und 2. die im Bogen selbst durch Molisierung, durch Anlagerung an entgegengesetzt geladene Ionen oder neutrale Moleküle verschwindende. Letztere Menge ist nach Stark[5]) unter sonst gleichen Umständen um so größer, je kleiner die Spannung e ist, unter der die Elektronen stehen. e wird aber um so kleiner, je größer i wird. Wir erhalten also für die durch Molisierung verschwindende Elektronenmenge in erster Annäherung einen Wert proportional i^2. Je kürzer nun ein Flammenbogen ist, um so weniger wird die durch Molisierung verschwindende Elektronenmenge gegenüber der an die Elektrode gelangenden in Betracht kommen, um so geringeren Einfluß wird bei Änderungen der Stromstärke das Glied ci^2 obiger Formel auf die Größe der Kraterfläche ausüben. Versuche bestätigen auch, daß bei kleinen Bogen-

1) Richardson l. c.
2) H. Th. Simon, Diese Zeitschr. **6**, 310, 1905.
3) J. Stark, Ann. d. Phys. **12**, 673, 1903.
4) Richardson hat diese Funktion für niedrige Drucke und Temperaturen bestimmt.
5) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen S. 43.

längen die Kraterfläche, bei größeren der Kraterdurchmesser ungefähr mit der 1. Potenz des Stromes zunimmt.

Bei den dynamischen Vorgängen, bei schnellen Änderungen der Betriebsbedingungen des Flammenbogens etwa dadurch, das plötzlich Vorschaltwiderstand ausgeschaltet wird, wird naturgemäß eine bestimmte Zeit verstreichen, bis sich Krater und Flammenbogen den neuen Bedingungen angepaßt haben. Es lassen sich hierbei 3 Phasen unterscheiden, die allerdings nicht scharf zu trennen sind, sondern kontinuierlich ineinander übergehen. Die erste Phase ist die, bei welcher Kratergröße und Temperatur noch keine Änderung erfahren haben, dem vermehrten Strome entspricht noch nicht eine vermehrte Elektronenstrahlung der Kathode; infolgedessen tritt eine Spannungserhöhung zwischen den Elektroden des Lichtbogens ein. Das Umgekehrte tritt bei Stromabfall ein. In den Oszillographenkurven (Fig. 9b) ist diese Phase nur in dem kurzen Zucken der Spannungskurve zu bemerken.

Mit welcher Geschwindigkeit der Lichtbogen überhaupt die zu seiner Existenz nötigen Elektronen sich schafft, zeigt auch folgender Versuch. Einem 2 mm dicken Kohlestäbchen A, das elektrisch zum Glühen gebracht werden konnte, war ein Kohlestab B im Abstande von etwa 2 mm in der aus Figur 23 ersichtlichen

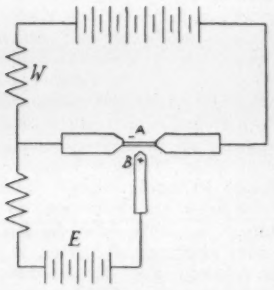


Fig. 23.

Weise gegenübergestellt. Beide waren in den Stromkreis einer Akkumulatorenbatterie E so eingeschaltet, daß das dünne Stäbchen Kathode war. Die Oszillographenkurven (Fig. 24) geben Strom und Spannung zwischen A und B an, während durch Verkleinern des Widerstandes W die Temperatur von A mehr und mehr gesteigert wurde. Sobald hierdurch die Elektronenausstrahlung einen bestimmten (von der Spannung E und dem Abstande der Elektroden abhängigen) Wert überschreitet, entsteht zwischen A und B der Flammenbogen mit einer hier nicht meßbaren Geschwindigkeit (Fig. 24 Punkt A).

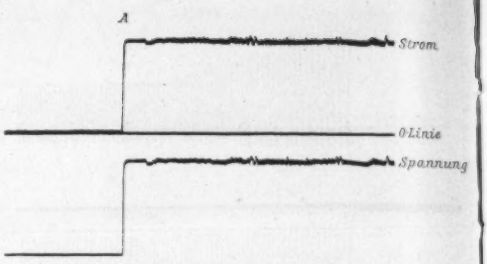


Fig. 24.

Die zweite Phase ist dadurch charakterisiert, daß sich — vielleicht infolge der auf die Spannungserhöhung zurückzuführenden erhöhten Temperatur des Ionengases — der Krater über seine normale Temperatur erwärmt hat. so daß er nun imstande ist, die dem vermehrten Strom entsprechende vermehrte Elektronenmenge zu liefern. In der dritten Phase endlich wächst der Krater allmählich auf die, dem betreffenden Strom entsprechende Größe, während seine Temperatur wieder auf den normalen Wert sinkt. Je langsamer nun eine Stromänderung vor sich geht, um so mehr verschwinden Phase 1 und 2.

In dem von H. Th. Simon angegebenen Diagramm der e—i-Charakteristik mit den TF-Strahlen [1]) entspricht der ersten Phase eine Bewegung auf diesen Strahlen.[2]) In der zweiten Phase ist eine Stromerhöhung mit starker Spannungserniedrigung verbunden und umgekehrt (Fig. 20a), die Charakteristik verläuft mithin steil gegen die Abszissenachse, während die dritte Phase der unter normalen Verhältnissen sanft gegen die Abszissenachse geneigten Charakteristik entspricht. Beim Wechselstromlichtbogen haben wir eine sich mit verschiedener Geschwindigkeit ändernde Stromstärke. Die Charakteristik fällt, solange die Stromstärke rasch wächst, steil gegen die Abszissenachse, um sich dann allmählich wieder der statischen Kurve nähernd zu erheben, und kann zu den bereits mehrfach beobachteten Schleifen der Charakteristiken führen. Auf welche Teile des Lichtbogens hier die entsprechenden Spannungsänderungen fallen, wird noch experimentell geprüft werden müssen. Eine Änderung des Kathodengefälles werden wir bei Änderung der Kratertemperatur, aber auch nur dann anzunehmen haben.

19. Zusammenfassung: Die Ergebnisse der vorstehenden Arbeit sind kurz zusammengefaßt folgende:

1) Diese Zeitschr. **6**, 311, 1905.
2) Ebenda S. 314.

a) Die Temperatur des negativen Lichtbogenkraters ist im stationären Zustande unabhängig von Stromstärke und Bogenlänge.
Die Kratergröße läßt sich in Abhängigkeit von der Stromstärke in folgender Form darstellen:

$$F = a + bi + ci^2.$$

b) Es wurde eine photographische Methode angegeben, um Kratergröße und Temperatur auch bei schnellen Stromänderungen messen zu können.
c) Es zeigte sich beim Stromanstieg ein Zurückbleiben der Kratergröße hinter den statischen Werten, das von der Temperatur der umgebenden Elektrodenfläche abhängig war.
Es ergab sich ferner eine Steigerung der Temperatur über den statischen Wert, solange die Kraterfläche ihren statischen Wert noch nicht erreicht hat. Die umgekehrten Verhältnisse wurden beim Stromabfall beobachtet.
d) Das Gleichgewicht der Ionenverteilung im Bogen stellt sich äußerst rasch her, der Bogen selbst folgt den Stromschwankungen in hier nicht meßbarer Zeit.
e) Der positive Krater ist bei Stromschwankungen stets unscharf.
f) Die gefundenen Resultate wurden nach Gesetzen der Lichtbogentheorie näher erörtert.

Die Arbeit wurde ausgeführt im physikalischen Institut der Universität Göttingen, Abteilung für angewandte Elektrizitätslehre. Dem Direktor dieser Abteilung, Herrn Professor H. Th. Simon, möchte ich meinen Dank aussprechen für die liebenswürdige Förderung, die er stets meinen Arbeiten angedeihen ließ.

Über das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes.

Von O. Lummer und E. Pringsheim.

In einem auf der Meraner Naturforscherversammlung gehaltenen Vortrage[1]) hat Rubens eine Tabelle mitgeteilt, welche das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes zwischen $\lambda = 0{,}45\,\mu$ und $\lambda = 18\,\mu$ als Funktion der Wellenlänge zahlenmäßig angibt. Bei der hervorragenden technischen Bedeutung des Auerlichts und dem großen physikalischen Interesse, welches es wegen seiner merkwürdigen Emissionseigenschaften verdient, würde diese Tabelle von großer Wichtigkeit sein, wenn ihre Zahlen auch nur einigermaßen gesichert wären. Das ist aber leider keineswegs der Fall. Vielmehr kommt den dort gegebenen Werten des Emissionsvermögens überhaupt keine reale Bedeutung zu, da die zu ihrer Herleitung benutzte Methode an sich nicht geeignet ist, das Emissionsvermögen eines Körpers zu bestimmen.

Diese Methode besteht darin, daß zunächst die Energiekurve der Strahlung des Auerbrenners experimentell bestimmt wird. Wäre die Temperatur des Strumpfes bekannt, so könnte man mit Hilfe der experimentell gefundenen Gesetze der schwarzen Strahlung die Energiekurve des schwarzen Körpers der gleichen Temperatur im gleichen Maßstabe zeichnen und durch Vergleichung der Ordinaten beider Kurven unmittelbar das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes als Funktion der Temperatur bestimmen. Es kommt also nur noch darauf an, die Temperatur des Auerstrumpfes zu finden. Dies geschieht bei Rubens mit Hilfe des optischen Pyrometers, indem die gesuchte Temperatur des Auerstrumpfes gleich der am Pyrometer abgelesenen Temperatur gesetzt wird[1]). Darin liegt der Fehler der Methode.

Denn das optische Pyrometer gibt nicht die wahre Temperatur des strahlenden Körpers an, sondern — um mit Holborn und Kurlbaum zu reden — seine „schwarze Temperatur", d. h. die Temperatur eines schwarzen Körpers, dessen Helligkeit an der beobachteten Stelle des Spektrums die gleiche ist, wie die der untersuchten Strahlung. Die wahre Temperatur der strahlenden Substanz kann man aus der „schwarzen" nur finden, wenn man das Emissionsvermögen des strahlenden Körpers für die betreffende Wellenlänge kennt. Das von Rubens angewendete Verfahren der Temperaturbestimmung setzt also gerade die Kenntnis derjenigen Größe voraus, die mit Hilfe der Temperatur erst bestimmt werden soll, nämlich die Kenntnis des Emissionsvermögens. Die Methode enthält also eine petitio principii.

Wenn ein solcher Irrtum einem so ausgezeichneten Physiker begegnen konnte, so scheint es uns nicht überflüssig, noch etwas näher auf die strahlungstheoretischen Grundlagen der optischen Temperaturmessung einzugehen.

1) Diese Zeitschrift **6**, 790—792, 1905; Verhandl. d. D. Phys. Gesellsch. **7**, 346—349, 1905.

1) In der inzwischen erschienenen ausführlichen Publikation (Ann. d. Physik **18**, 725, 1905) gibt Rubens außer der optischen Temperaturbestimmung, welche „wegen der starken Färbungsdifferenz zwischen Glühlampe und Auerstrumpf ungenau" sein soll (also nicht etwa prinzipiell unstatthaft), noch eine Schätzung der Temperatur an. Es wird „zu dem Schluß geführt, daß diese Glühtemperatur angenähert in der Mitte liegen wird zwischen der Temperatur der Flamme und derjenigen des umleuchteten Glühstrumpfes." Daß eine so ungenaue Schätzung — die Grenztemperaturen werden zu 1050 resp. 1871° C angegeben — für die Bestimmung des Emissionsvermögens wertlos ist, geht aus dem oben gesagten hervor.

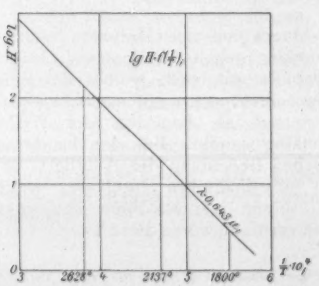
Die „schwarze" Temperatur stimmt mit der wahren nur dann überein, wenn der strahlende Körper für die betreffende Wellenlänge „schwarz" ist, d. h. das Emissionsvermögen Eins besitzt. Wenn man die schwarze und die wahre Temperatur ohne weiteres gleichsetzt, macht man also stillschweigend oder unbewußt die Voraussetzung, daß das Emissionsvermögen des strahlenden Körpers für die zur optischen Messung benutzte Wellenlänge gleich Eins ist. Wären also die Strahlungsmessungen und die Einstellungen mit dem optischen Pyrometer absolut genau, und wäre die Vergleichung der beobachteten Strahlung mit der des schwarzen Körpers von gleicher „schwarzer" Temperatur ohne jeden Fehler möglich, so müßte sich nach der Rubensschen Methode für die zur optischen Temperaturmessung benutzte Wellenlänge immer das Emissionsvermögen Eins ergeben, an welcher Stelle man das Spektrum auch mit dem optischen oder einem anderen, nach denselben Grundprinzipien arbeitenden Strahlungs-Pyrometer gemessen hätte.[1]) Dann könnte leicht der Fall eintreten, daß für andere Stellen des Spektrums das Emissionsvermögen sehr viel größer gefunden würde als Eins, und man würde logischerweise daraus schließen müssen, daß es sich um Lumineszenz handelt oder, welcher Schluß allerdings richtiger wäre, daß die benutzte Methode unbrauchbar ist.

Die „schwarze" Temperatur eines strahlenden Körpers weicht nun tatsächlich von der wahren nicht sehr ab, wenn das Emissionsvermögen des Körpers für die der Temperaturbestimmung zu Grunde gelegte Wellenlänge sich nicht sehr weit von Eins entfernt. Dieser Vorzug der optischen Temperaturbestimmung hat seinen Grund darin, daß die Strahlung des schwarzen Körpers für die sichtbaren Wellenlängen außerordentlich schnell mit der Temperatur wächst. Daher entspricht einer großen Differenz der gemessenen Helligkeit eine sehr geringe Differenz der Temperatur. Dieser Umstand, der für die Bestimmung der Temperatur aus der Strahlung im sichtbaren Spektralgebiet sehr günstig ist, ist sehr ungünstig für die Berechnung der Strahlung aus der Temperatur. Für eine einigermaßen genaue Bestimmung des Emissionsvermögens wäre daher eine sehr genaue Messung der Temperatur erforderlich.

Um zu sehen, welche Genauigkeit die optische Temperaturbestimmung noch bei einem so wenig schwarzen Körper wie Platin liefert, welcher im sichtbaren Spektrum ein selektives Emissionsvermögen besitzt, haben wir früher[1]) die Temperatur von strahlendem Platin gleichzeitig thermoelektrisch und optisch gemessen und gefunden, daß die „schwarze" Temperatur des Platins von der wahren bei 1100° abs. nur um etwa 45°, bei 1850° abs. nur um 100° abweicht. Hätten wir aber die „schwarze" Temperatur einfach als die wahre genommen, so hätten wir das Emissionsvermögen des Platins nach der Rubensschen Methode = 1 gefunden, während es im sichtbaren Teile des Spektrums etwa = 0,5 ist.

Ist das Emissionsvermögen des strahlenden Körpers aber sehr klein, so ergibt sich trotz des schnellen Anwachsens der Helligkeit mit der Temperatur ein sehr großer Unterschied zwischen der „schwarzen" und der wahren Temperatur. Hat man also — wie beim Auerstrumpf — gar keinen Anhalt für die Größe des Emissionsvermögens, so kann man mit Sicherheit weiter nichts behaupten, als daß die wahre Temperatur höher ist, wie die „schwarze"; um wie viel höher sie aber ist, dafür fehlt jede Schätzung.

Um zu zeigen, zu welchen Konsequenzen die Rubenssche Methode führen würde, wollen wir ihre Resultate einmal für einen Augenblick als richtig betrachten. Die Messung mit dem optischen Pyrometer besteht im Prinzip darin, daß man ausgeht von der experimentell bestimmten „Isochromate" des schwarzen Körpers für diejenige Wellenlänge, mit welcher die Messung ausgeführt wird. Welche Wellenlänge man benutzt, das ist für das folgende gleichgültig. Wir wollen eine derjenigen Wellenlängen wählen, für welche wir seinerzeit die Isochromaten experimentell festgelegt haben[2]), z. B. $\lambda = 0{,}64\ \mu$. Diese Isochromate ist in der Figur wiedergegeben. Die Abszissen geben die reziproken Werte der absoluten Temperatur T multipliziert mit 10^4 an, also: $\frac{1}{T} \cdot 10^4$; die Ordinaten die Logarithmen der Helligkeit, log. H, in einem



1) So hat Rubens in seiner ausführlichen Publikation die Temperatur des reinen Ceriumoxyd-trumpfes mit dem optischen Pyrometer zu 1350° abs. bestimmt und findet das Emissionsvermögen bei $\lambda = 0{,}7\ \mu$ zu 0,93! Höchstwahrscheinlich ist die Temperatur höher und das Emissionsvermögen kleiner.

1) O. Lummer und E. Pringsheim, Verhandl. d. D. Phys. Ges. **3**, 36—46, 1901.

2) O. Lummer und E. Pringsheim, l. c. Fig. 2. S. 41.

willkürlichen, für jedes Pyrometer durch Eichung zu bestimmenden Maßstabe. Findet man mit Rubens für die Temperatur des Auerstrumpfes die Zahl 1800°, so bedeutet das: für die Wellenlänge 0,64 μ ist die Helligkeit H des Auerstrumpfes gleich der eines schwarzen Körpers von der absoluten Temperatur 1800°. Der log. H wäre also 0.43 (s. Figur), die zugehörige Abszisse 5,55 und $T = 10^4/5.55 = 1800$. Wären nun die von Rubens angegebenen Werte des Emissionsvermögens richtig, so folgte aus ihnen durch Interpolation für $\lambda = 0{,}64\,\mu$ ein Emissionsvermögen von etwa 0,14. Demnach würde ein schwarzer Körper von gleicher Temperatur eine Helligkeit besitzen, welche die gemessene Helligkeit des Auerstrumpfes um das $0{,}14^{-1}$-fache übersteigt; also etwa die 7,1 fache Helligkeit besitzt. Es wäre also für den schwarzen Körper gleicher Temperatur $\log H = 0\,43 \cdot \log 7{,}1 = 1{,}28$. Zur Ordinate 1,28 aber gehört die Abszisse 4,68 und zu dieser die Temperatur $T = 2137°$. Wenn aber die Temperatur des Auerstrumpfes nicht, wie erst angenommen, 1800°, sondern 2137° wäre, so würde sich aus der experimentell bestimmten Emissionskurve ein viel geringeres Emissionsvermögen ergeben als 0,14, da ja die Ordinaten dieser Kurve jetzt mit denen der schwarzen Strahlung von 2137° verglichen werden müßten. Dieses Emissionsvermögen wäre $0{,}14/7{,}1 = 0\,02$. Daraus würde sich wieder die mit dem optischen Pyrometer gemessene Temperatur viel höher berechnen als vorher, nämlich zu 2628°. Daraus würde wieder ein noch viel kleineres Emissionsvermögen folgen und so weiter in infinitum.

Dies Spiel beweist wohl am drastischsten, daß die Rubenssche Methode unrichtig ist, und warum sie es ist.

Damit ist wohl genügend dargetan, daß die für das Emissionsvermögen des Auerstrumpfes gegebenen Zahlen ohne jede Bedeutung sind. Alles Gesagte trifft nur die Temperaturbestimmung und die Berechnung des Emissionsvermögens; dagegen bleibt die Beobachtung der Energiekurve bestehen, aus der hervorgeht, daß die Strahlung des Auerstrumpfes sehr selektiv und besonders im äußersten Ultrarot relativ sehr groß ist, was Rubens schon 1899 aus seinen bekannten Versuchen über die Reststrahlen geschlossen hat.

Was die Temperatur des Auerstrumpfes betrifft, so haben Holborn und Kurlbaum[1]) durch Messung der Helligkeit bei der Wellenlänge 0,474 μ die „schwarze" Temperatur zu 1850° abs. bestimmt. Die wahre liegt also sicher höher; wieviel höher, darüber fehlt, so weit die optischen Methoden reichen, nach dem oben Gesagten jede Schätzung. Wir haben früher[1]) eine spektralbolometrische Methode angegeben, bei welcher aus der Lage des Maximums der Energiekurve auf die Temperatur des strahlenden Körpers geschlossen werden kann. Wir haben damals ausdrücklich betont, daß diese Methode richtige Resultate nur ergibt für Körper, deren Emissionseigenschaften für die dem Maximum benachbarten Wellenlängen zwischen den Eigenschaften des schwarzen Körpers und denen des Platins liegen, also für Substanzen, welche zu der von uns eingeführten Klasse „Platin-Schwarzer Körper" gehören. Dabei handelt es sich nicht um die absoluten Werte des Emissionsvermögens, sondern nur um die relativen. So liegt für einen Körper, dessen Emissionsvermögen für alle in Betracht kommenden Wellenlängen das gleiche ist, das Energiemaximum bei genau der gleichen Wellenlänge, wie beim schwarzen Körper derselben Temperatur, gleichgiltig, ob der Wert des Emissionsvermögens 0 95 oder etwa 0,0001 beträgt.

Wir haben diese Methode damals unter anderem auch auf das Auerlicht angewendet und das Maximum seiner Energiekurve bei 1,2 μ gefunden. Daraus würde sich unter der von uns rein hypothetisch eingeführten Annahme, daß der Auerstrumpf zur Klasse „Platin-Schwarzer Körper" gehört, ergeben, daß seine Temperatur zwischen 2200 und 2450° abs. liegt.

Diese Versuche, welche im Gegensatz zu den Rubensschen, den Auerbrenner in seiner praktisch angewendeten Gestalt, also mit Glaszylinder, untersuchten, bezogen sich ihrem Zwecke entsprechend nur auf ein enges, dem Maximum der Energie benachbartes Spektralgebiet zwischen 0,88 und 2,2 μ, also nur auf einen sehr kleinen Teil des von Rubens untersuchten Gebiets. Weiter ins Ultrarot zu gehen hatten wir keine Veranlassung, und wir haben es bei diesen, ausdrücklich als provisorisch bezeichneten Versuchen nicht getan, weil die Emissionsbanden der CO_2 und des Wasserdampfes und die Absorption des Glaszylinders die gesuchte Emissionskurve im Ultrarot unkenntlich machen. Wenn man die Kurve des Auerbrenners mit derjenigen des schwarzen Körpers zusammenlegt, deren Energiemaximum bei der gleichen Wellenlänge liegt, und wenn man die Ordinaten beider Kurven am Maximum einander gleich macht, so decken sich beide Kurven in der Nähe des Maximums beinahe vollständig. Das kann man als einen Beweis dafür ansehen, daß der Auerstrumpf in der Nähe von 1,2 μ keine sprunghaften Änderungen des Emissionsvermögens besitzt, aber wir haben damals sehr bestimmt

1) L. Holborn und F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. 10, 237, 1903.

1) O. Lummer und E. Pringsheim, Verhdl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1, 230 f. 1899.

darauf hingewiesen, daß eine derartige Übereinstimmung der Kurvenform keine weiteren Schlüsse auf das Emissionsvermögen gestattet.)

Bei der Darstellung unserer Methode in seinem Handbuch hat Kayser[2]) diesen Punkt nicht richtig dargestellt und auf Seite 162 des zweiten Bandes ist sogar zu lesen: „Übrigens geben Lummer und Pringsheim an, die Energiekurve des Auerlichtes unterscheide sich nicht wesentlich von der eines schwarzen Körpers derselben Temperatur."

Das haben wir nirgends angegeben; bei uns handelt es sich nicht um einen schwarzen Körper von gleicher Temperatur, sondern von gleicher Lage des Energiemaximums, was ein gewaltiger Unterschied ist. Aus dieser mißverstandenen Beobachtung hat Kayser dann Schlüsse gezogen, welche sich gegen die von Nernst und Bose aufgestellte Hypothese über das Auerlicht wenden. Diese Schlüsse können wir nicht als berechtigt anerkennen und aus unseren Versuchen ist überhaupt kein Einwand gegen jene Hypothese abzuleiten. Aus dem Gesagten geht wohl auch klar hervor, daß die Bemerkung des Herrn Bose[3]): „.... eine Angabe von Lummer und Pringsheim, welche die Energiekurve des Auerlichts betrifft, und die nunmehr wohl zweifellos als irrtümlich angesehen werden muß", jeglicher Berechtigung entbehrt.

1) Vergl. z. B. den Satz l. c. S. 234: „Wenn die Form der Energiekurven sonach wenig charakteristisch für die Natur der strahlenden Substanz zu sein scheint ...."

2) H. Kayser, Handbuch der Spectroscopie II. S. 132.

3) Bose in der Diskussion zum Rubensschen Vortrage Diese Zeitschrift **6**. 792, 1905. Anmerkung.

Breslau, Physikalisches Institut der Universität, Dezember 1905.

(Eingegangen 9. Dezember 1905.)

Spektrum des Lichtes der Kanalstrahlen in Stickstoff und Wasserstoff.

Von J. Stark und W. Hermann.

§ 1. Einleitung. — Unter Licht der Kanalstrahlen ist dasjenige Licht verstanden, welches von einem Gase hinter einer durchlöcherten Kathode emittiert wird, wenn hier ausschließlich Kanalstrahlen (positiv geladene Teilchen), nicht auch Kathodenstrahlen verlaufen. Die primäre Quelle jener Lichtemission ist offenbar die kinetische Energie der Kanalstrahlen. Die vorliegende Untersuchung hat das Spektrum des emittierten Lichtes zum Gegenstand. Hierüber liegen bereits zwei spektroskopische Beobachtungen vor.

E. Goldstein[1]) gibt an, daß „in allen untersuchten Fällen die Strahlen von demselben Gase gebildet werden, welches auch das übrige Kathodenlicht erzeugt; aber zugleich hat das Spektrum stets gewisse charakteristische Differenzen, mindestens in der Helligkeitsverteilung gegenüber dem Spektrum der übrigen Teile des Entladungslichtes. Am weitesten geht die Differenz bei Sauerstoff. — Während nun die dritte Schicht des Kathodenlichts, also an der Vorderfläche dessen Hauptmasse, das Bandenspektrum darbietet, zeigen die Strahlen an der Rückseite der Kathode das „reine Vier-Linienspektrum."

A. Wüllner[2]) hat folgende Resultate über das Spektrum der Kanalstrahlen in Wasserstoff und Sauerstoff erhalten. „Im Spektrum der Kanalstrahlen (in Sauerstoff) ist von den Banden so gut wie nichts zu sehen, höchstens eine schwache Andeutung der gelbgrünen und grünen; dagegen treten eine Anzahl von hellen im Spektrum der Kathodenstrahlen nicht sichtbaren Linien auf; zunächst die im Spektrum des positiven Büschellichtes vielleicht hellste Linie, Plückers O_α Wellenl. 615 und die beiden grünen Linien 544 und 533, schwächer noch etwa vier weitere Linien." — „Im Wasserstoff zeigten die Kanalstrahlen die drei Wasserstofflinien H_α, H_β, H_γ auf sehr schwach beleuchtetem Hintergrund, in den Kathodenstrahlen sind die Linien sehr schwach, dagegen ist das Bandenspektrum in ziemlicher Ausdehnung und relativ hell sichtbar."

Vor längerer Zeit hat der eine von uns über die Träger der Spektra eines Elements folgende Hypothese aufgestellt. Das Linienspektrum eines Elements hat als Träger dessen positive Atomionen; das Bandenspektrum kommt zustande bei der Wiedervereinigung von positiven Atomionen mit negativen Elektronen. Gemäß dieser Hypothese ist zu erwarten, daß das Licht der Kanalstrahlen gleichzeitig ein Linien- und ein Bandenspektrum besitzt. Denn einerseits sind die Kanalstrahlen positive Atomionen und erfahren beim Zusammenstoß Erschütterungen, andererseits ionisieren sie das Gas hinter der Kathode und veranlassen so Wiedervereinigung. Es ist zu erwarten, daß das Linienspektrum im Vergleich zu dem Bandenspektrum um so intensiver erscheint, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist.

§ 2. Methoden. — Zur Analyse des Lichtes der Kanalstrahlen diente der Prismenspektograph, welchen der eine von uns an früherer Stelle[3]) beschrieben hat. Er war so eingestellt,

1) E. Goldstein, Wied. Ann. **64**, 44, 1898; diese Zeitschr. 1, 133, 1899.

2) A. Wüllner, diese Zeitschr. 1, 132, 1899.

3) J. Stark, Ann. d. Phys. **18**, 493, 1905.

daß er die Linien von Blau bis in den Anfang des Ultravioletts scharf zeichnete.

Die verwendeten Stromröhren besaßen die aus Fig. 1 ersichtliche Form. Es waren zylin-

Fig. 1.

drische Glasröhren von 3—6 cm Durchmesser. Die Kathode füllte den Querschnitt der Röhre ganz aus; sie war eine Aluminiumscheibe S, die mit vielen 0,5 bis 1 mm weiten Löchern versehen war; sie war auf einen Ring R aus Aluminium aufgenietet; durch diesen wurde sie in der Röhre festgehalten. Die Anode war eine undurchlöcherte Scheibe in 10—30 cm Abstand von der Kathode.

Zur Evakuation der Röhren diente eine Ölluftpumpe. Zwischen diese und die Röhre war ein 30 cm langes Rohr geschaltet, das mit Phosphorpentoxyd gefüllt war. Der zur Füllung dienende Stickstoff wurde aus einer käuflichen Bombe entnommen (er enthielt 5% Sauerstoff); Wasserstoff wurde mit chemisch reinem Zink und verdünnter Schwefelsäure bereitet. Das zu untersuchende Gas wurde durch eine 30 cm lange mit Phosphorpentoxyd gefüllte Röhre in die Pumpe eingeleitet.

Als Stromquellen standen zwei Hochspannungsbatterien zur Verfügung; die eine gab 1800, die andere 3000 Volt. In den ersten Versuchen wurde die zweite Batterie allein benutzt, in den späteren beide in Serienschaltung. Im Stromkreis befand sich ein Jodkadmium-Amylalkohol-Widerstand. Die Stromstärke wurde zur Erzielung großer Intensitäten tunlich hoch gewählt; sie variierte zwischen 0,005 und 0,03 Ampere bei den verschiedenen Versuchen.

Großer Wert wurde auf die Reinigung der Röhren von Wasserdampf und Kohlenwasserstoffen gelegt. Es wurde jede Röhre erst mit möglichst starkem Strom beschickt, um sie beträchtlich zu erwärmen; gleichzeitig wurde die Pumpe in ununterbrochener Tätigkeit gehalten und von Zeit zu Zeit frischer Stickstoff oder Wasserstoff eingeleitet. Wurde dies Verfahren 6—10 Stunden lang fortgesetzt, so wurde die Entwicklung von Wasserdampf und von Kohlenwasserstoffen aus der Röhre schließlich so gering, daß das Licht der Kanalstrahlen in Stickstoff oder Wasserstoff dauernd seine charakteristische Färbung beibehielt. Im Stickstoff trat dann auch die von Riecke[1]) unter-

1) E. Riecke, Ann. d. Phys. 15, 1003, 1904.

suchte „Selbstevakuation" infolge der elektrischen Strömung auf. In diesem Falle mußten darum während der Versuche von Zeit zu Zeit neue kleine Mengen Stickstoff in die Röhren geleitet werden, um den geeigneten Gasdruck wieder herzustellen.

Bei der Aufnahme der Spektrogramme stand die Achse des Kollimatorrohres immer senkrecht auf der Richtung der Kanal- bez. Kathodenstrahlen. Der Spalt war unmittelbar an die Röhre gerückt vor den zu untersuchenden Teil der Strömung, die übrigen waren so in schwarzes Papier gehüllt, daß sie dem Spalte kein Licht zusenden konnten. Die Spektrogramme I, II, III, V, VI wurden mit sensibilisierten Perutz-Platten erhalten bei fünf- bis achtstündiger Exposition, Spektrogramm IV mit einer gewöhnlichen hochempfindlichen Trockenplatte bei dreistündiger Exposition.

§ 3. Resultate. — Figur 2 stellt drei Spektrogramme dar, die an Stickstoff erhalten wurden. Das Spektrogramm I gibt das Spektrum der ungeschichteten positiven Lichtsäule, Spektrogramm II dasjenige der negativen Glimmschicht, Spektrogramm III dasjenige der Kanalstrahlen bei 1500 Volt Kathodenfall. Die Zahlen über dem Spektrogramm I geben die Wellenlängen der Kanten der „positiven" Bandengruppen an; das Zeichen B_n gibt die Lage der „negativen" Banden an. Wie man sieht, sendet die negative Glimmschicht neben den positiven Banden noch neue „negative" Banden aus. Diese schon lange bekannte Tatsache deutete der eine von uns mit der Hypothese[1]), daß das Auftreten der negativen Banden die Folge einer höherwertigen Ionisierung des Stickstoffatoms sei; da die Kathodenstrahlen in der negativen Glimmschicht eine größere Geschwindigkeit als in der positiven Lichtsäule besitzen, so können sie dort von einem neutralen Atom mehr negative Elektronen abtrennen als hier. Die Kanalstrahlen besitzen nun die gleiche kinetische Energie wie die Kathodenstrahlen der negativen Glimmschicht; darum ist zu erwarten, daß sie ebenso wie diese eine mehrwertige Ionisierung und darum ebenfalls die Emission der negativen Banden veranlassen. In der Tat zeigt nun das Spektrogramm III des Kanalstrahlenlichtes neben den positiven die negativen Banden des Stickstoffs; in Stickstoff bringen also die Kanalstrahlen das erste und zweite Bandenspektrum dieses Gases zur Emission.

Wie aus Spektrogramm III kaum zu ersehen ist, wie indes andere Spektrogramme ergaben, enthält das Licht der Kanalstrahlen in Stickstoff auch dessen Linienspektrum, freilich in geringer Intensität. In dem Spektro-

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 10, 513, 1905.

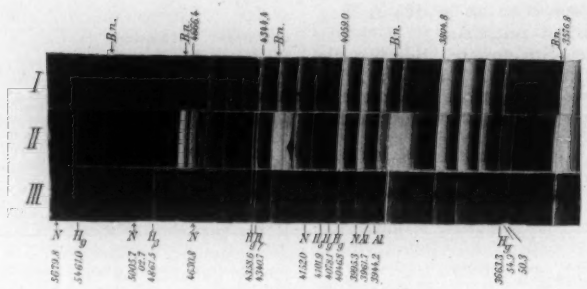


Fig. 2.

gramm ist die Lage folgender Linien bezeichnet 5679,8 — 5005,7 — 5002,7 — 4630,8 — 4152,5 — 3995,3.

Außer den Linien und Banden des Stickstoffs zeigt das Spektrogramm III der Kanalstrahlen auch noch die Linien des Wasserstoffes (H_β, H_γ, H_δ), die Hauptlinien des Quecksilbers und zwei Aluminiumlinien. Die Röhre, an welcher die Spektrogramme aufgenommen wurden, war vor längerer Zeit mittels einer Quecksilberluftpumpe, später aber öfter mittels der Ölluftpumpe evakuiert worden; die in ihr vorhandenen Quecksilberspuren konnten nur minimal sein.

Figur 3 gibt eine Aufnahme des Spektrums der Kanalstrahlen in Stickstoff bei 3500—4000 Volt Kathodenfall. In diesem Falle war der Spektrograph so gestellt, daß die Kanalstrahlen auf den Spalt zuliefen, daß also der Doppler-Effekt [1]) an den Linien der positiven Stickstoffionen beobachtet werden konnte. Linie 3995,3 zeigt demgemäß auch deutlich den Effekt; auf ihrer ultravioletten Seite liegt die zu ihr gehörende „bewegte" Linie λ_ρ. Über den Doppler-Effekt bei den Stickstoffstrahlen wird der eine von uns (Hermann) besonders berichten. Gegenwärtig soll mit dem obigen Spektrogramm im Vergleich mit Spektrogramm III nur gezeigt werden, daß die Stickstofflinien relativ um so intensiver emittiert wurden, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist.

Fig. 4 gibt zwei Spektrogramme wieder, die an Wasserstoff erhalten wurden; Spektrogramm V zeigt das Spektrum der negativen Glimmschicht, Spektrogramm VI dasjenige des Lichtes der Kanalstrahlen für einen Kathodenfall von 1500 Volt; die Wellenlängen der Linien des zweiten Spektrums (Bandenspektrums) sind über dem Spektrogramm V zum Teil eingetragen. Wie man sieht, bringen die Kanalstrahlen in Wasserstoff ebenso wie die Kathodenstrahlen das Linien- (H_α, H_β, H_δ) und das Bandenspektrum zur Emission, aber jenes relativ in größerer Intensität als dieses. Auch bei Wasserstoff

1) J. Stark, diese Ztschr. **6**, 892, 1905.

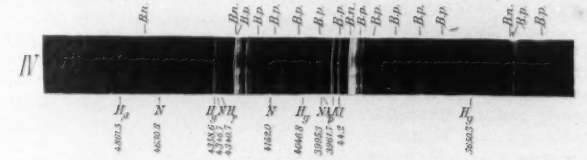


Fig. 3.

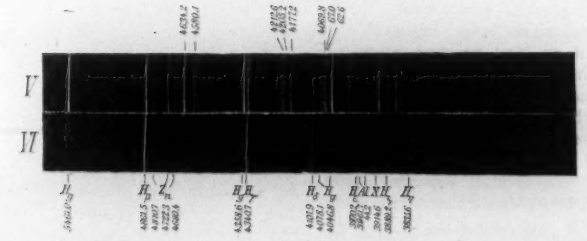


Fig. 4.

treten im Spektrum des Kanalstrahlenlichtes die Quecksilberlinien auf, außerdem zwei Aluminiumlinien und drei Zinklinien. Das Auftreten der letzteren erklärt sich daraus, daß in der betreffenden Röhre die durchlöcherte Aluminiumscheibe ausnahmsweise nicht auf einen Aluminium-, sondern auf einen Messingring genietet war. Wie andere Spektrogramme ergaben, ist auch bei Wasserstoff die Intensität des Linienspektrums um so größer als diejenige des Bandenspektrums, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist.

Zusammenfassend läßt sich über das Spektrum des Lichtes der Kanalstrahlen in Stickstoff und Wasserstoff folgendes sagen. Das Licht der Kanalstrahlen in einem Gase liefert das Bandenspektrum dieses Gases, welches durch schnelle Kathodenstrahlen zur Emission gebracht wird; außerdem gibt es das Linienspektrum des betreffenden Gases und zwar relativ desto intensiver, je größer die Geschwindigkeit der Kanalstrahlen ist. Neben diesem Linienspektrum des Füllgases treten im Spektrum des Lichtes der Kanalstrahlen leicht die Linienspektren von Wasserstoff, Quecksilber und vom Kathodenmetall auf, also von Elementen, die leicht positive Ionen bilden.

Auf Grund des vorstehenden Resultats läßt sich nicht entscheiden, in welcher Weise die neutralen Teilchen des Füllgases und die positiven Teilchen der Kanalstrahlen an der Emission des Lichtes der Kanalstrahlen beteiligt sind. Diese Frage hat die Beobachtung des Doppler-Effekts[1]) an den Kanalstrahlen entscheiden lassen. Es hat sich ergeben, daß die Kanalstrahlteilchen selbst Linienspektra (Serienspektra), nicht Bandenspektra emittieren. Die Linien des Füllgases werden darum zum Teil von den Kanalstrahlen des Gases emittiert, zum Teil wahrscheinlich auch von den positiven Atomionen, welche von den Kanalstrahlen hinter der Kathode durch Ionisierung neutraler Atome erst neu erzeugt werden. Die Linien der Verunreinigungen (*H*, *Hg*) dürften dagegen ausschließlich von Kanalstrahlen der betreffenden Elemente herrühren. Es ist darum zu folgern, daß in allen Spektrogrammen des Lichtes der Kanalstrahlen diese nicht homogen waren, sondern ein Gemisch von Strahlen des Füllgases und von Wasserstoff-, Quecksilber-, Aluminiumstrahlen.

§ 4. Spez. Ladung der Kanalstrahlen. — W. Wien[2]) hat es in seinen ersten Untersuchungen über die Kanalstrahlen zweifellos gemacht, daß sie wenigstens zum Teil positiv geladene chemische Atome sind. Er stellte zunächst fest, daß das magnetische Feld ein Bündel Kanalstrahlen in drei verschiedene Bündel zerlegt; für die verschiedenen spez. Ladungen derselben gab er die Werte an:

$$\frac{\varepsilon}{\mu_1} < 1{,}01 \cdot 10^4; \quad \frac{\varepsilon}{\mu_2} < 1{,}01 \cdot 10^3; \quad \frac{\varepsilon}{\mu_3} < 3{,}636 \cdot 10^4.$$

Zur Erklärung dieses Resultates schlug der eine von uns die Hypothese[1]) vor, daß in den Kanalstrahlen neben positiven Atomionen größere Molekülgruppen mit positiver Ladung (Molionen) vorkommen. Später beobachtete W. Wien[2]), daß ein Kanalstrahlenbündel sowohl im magnetischen wie im elektrischen Felde kontinuierlich zerlegt wird und dann auf der Glaswand einen kontinuierlichen Fluoreszenzstreifen zeichnet. G. Mie[3]) und der eine[4]) von uns schlugen zur Erklärung dieses Resultats die Hypothese vor, daß positive Kanalstrahlenteilchen auf ihrem Wege durch das Gas durch Anlagerung negativer Elektronen neutral werden und dann der Einwirkung des ablenkenden Feldes nicht mehr unterliegen. Darauthin stellte W. Wien[5]) fest, daß von einem metallischen Auffänger, der von einem geerdeten Gehäuse umgeben ist, auch dann noch positive Ladung abfließt, wenn er von den am wenigsten abgelenkten Kanalstrahlen getroffen wird. Aus diesem Grunde behält er die obige Hypothese über die Neutralisation von Kanalstrahlen nur für die scheinbar gar nicht ablenkbaren Strahlen bei, sieht dagegen in den übrigen Strahlen, ausgenommen die am stärksten ablenkbaren Strahlen, Gruppen von zahlreichen Molekülen, die sich an eine positive Ladung angelagert haben.

Anschließend an die obigen Angaben über gemischte Kanalstrahlen mag darauf hingewiesen werden, daß an ihnen ähnliche Erscheinungen sich zeigen werden, wie sie W. Wien beobachtet hat. Selbst bei sorgfältigster Trocknung des Stickstoffs traten in diesem Wasserstoffstrahlen auf; auch W. Wien findet, daß es ungemein schwer ist, die Wasserstoffstrahlen auszuschließen. Ferner traten die Quecksilberstrahlen in beträchtlicher Stärke auf, mochten auch nur Spuren dieses Metalls vorhanden sein. In Stickstoff waren so unter den Kanalstrahlen Wasserstoff-, Stickstoff- und Quecksilberstrahlen vorhanden. Ein solches inhomogenes Strahlenbündel muß durch die magnetische Ablenkung zu einem Spektrum auseinander gebreitet werden; am wenigsten werden die Quecksilberstrahlen abgelenkt, am stärksten die Wasserstoffstrahlen; jene werden

1) J. Stark, Diese Ztschr. **6**, 892, 1905.
2) W. Wien, Wied. Ann. **65**, 445, 1898; Ann. d. Phys. 5, 421, 1901.

1) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902, S. 347.
2) W. Wien, Ann. d. Phys. **8**, 260, 1902; **9**, 660, 1902.
3) G. Mie, zit. von W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 669, 1904.
4) J. Stark, Diese Ztschr **4**, 583, 1903.
5) W. Wien, Ann. d. Phys. **13**, 669, 1904.

das Gas wegen ihrer starken Absorption mehr zum Leuchten erregen als diese.

Die verschiedenen Strahlen eines inhomogenen Kanalstrahlenbündels erfahren in derselben Gasatmosphäre eine verschieden starke Absorption oder Zerstreuung. Es ist zu erwarten, daß Strahlen um so stärker von derselben Gasatmosphäre zerstreut werden, je größer ihre Masse ist. Als wir ein Gemisch von Quecksilber- und Wasserstoffstrahlen herstellten, beobachteten wir folgendes. Die zentrale Achse des Strahlenbündels zeigte überwiegend die rötliche Farbe der Wasserstoffstrahlen, der Mantel des Bündels die weißliche Farbe der Quecksilberstrahlen; die weißliche Farbe war im Vergleich zu der rötlichen um so schwächer, je weiter der beobachtete Querschnitt des Strahlenbündels von der Kathode entfernt war.

Wie P. Ewers[1]) zeigte, legen die Kanalstrahlen in einem Gase eine um so größere Strecke zurück, je kleiner die Gasdichte ist. Würde man Quecksilberstrahlen von gleicher Geschwindigkeit in verschiedenen Gasen (H_2, N_2, O_2, CO_2) verlaufen lassen, so würden sie in diesen um so weiter vordringen oder um so weniger absorbiert werden, je kleiner die Dichte des Gases ist. Es sei hier noch auf eine Erscheinung hingewiesen, welche bei der Bestimmung der spez. Ladung der Kanalstrahlen eine Rolle spielen kann. Wie schon bemerkt wurde, tritt der Doppler-Effekt bei den Kanalstrahlen auf; diese emittieren also Licht, während sie eine große Geschwindigkeit besitzen. Darum muß auf der Seite, nach welcher die Bewegung geht, ein größerer Lichtdruck auf das Kanalstrahlenteilchen wirken als auf die entgegengesetzte Seite; die Bewegung erfolgt also entgegen einem Drucke. In der Gleichung für die elektrische und magnetische Ablenkung muß diese aus der Strahlung resultierende Kraft berücksichtigt werden. Wird sie nicht berücksichtigt, so bedingt sie eine scheinbare Vergrößerung der Masse des Kanalstrahlenteilchens. Ob diese Erscheinung eine ungleichmäßige Ablenkung chemisch homogener Kanalstrahlen (α-Strahlen[2])) und eine scheinbare Veränderung ihrer Masse zur Folge hat, muß erst noch experimentell entschieden werden.

§ 5. Das Spektrum des Lichtes der α-Strahlen. — Radioaktive Substanzen ionisieren das Gas, welches sie umgeben. Infolge der dadurch veranlaßten Wiedervereinigung muß darum das Gas an einer radioaktiven Substanz sein Bandenspektrum emittieren.[3]) Infolge ihrer starken Absorption wirken besonders die α-Strahlen pro Volumeneinheit stark ionisierend. Folglich muß das Licht, welches ein Gas in unmittelbarer Nähe einer radioaktiven Substanz emittiert, hauptsächlich von den α-Strahlen, weniger von den β-Strahlen, erregt werden. Die α-Strahlen besitzen die Natur der Kanalstrahlen, diese veranlassen, wie oben festgestellt wurde, in Stickstoff die Emission des Bandenspektrums des negativen Poles. Darum ist zu erwarten, daß Luft oder Stickstoff an einer radioaktiven Substanz unter dem Einfluß der α-Strahlen das Bandenspektrum des negativen Poles emittiert.

In der Tat haben Sir William und Lady Huggins[1]) mittels spektroskopischer und spektrographischer Analyse an einem Radiumsalz neben dessen Phosphoreszenzlicht das Bandenspektrum des negativen Poles im Stickstoff beobachtet. W. Crookes und J. Dewar[2]) haben gefunden, daß diese Emission des Gases nicht mehr wahrnehmbar ist, wenn sich das Radiumsalz in einem Vakuum befindet. F. Himstedt und G. Meyer[3]) haben festgestellt, daß die Luft auch noch in einiger Entfernung von dem Radiumsalz das Bandenspektrum emittiert. Walter und Pohl[4]) haben gezeigt, daß die Luft über einem Radiumsalz Licht emittiert, welches durch verschiedene Substanzen in gleicher Weise absorbiert wird wie das Bandenspektrum des Stickstoffs. Ebenso wurde von W. Marckwald und K. Herrmann[5]), Walter[6]) an Radiotellur je Erscheinung einer Lichtemission des Gases gefunden und Pohl[7]) machte es durch Absorptionsbeobachtungen wahrscheinlich, daß das emittierte Licht das Bandenspektrum des Stickstoffs besitzt.

Wie oben gezeigt wurde, besitzt das Licht der Kanalstrahlen neben dem Bandenspektrum des ionisierten Gases auch noch das Linienspektrum der Kanalstrahlteilchen selbst. Nach Analogie müssen wir folgern, daß das von den α-Strahlen durchlaufene Gas auch noch das Linienspektrum der α-Teilchen emittiert. Wenn in den bisherigen spektralanalytischen Beobachtungen des Leuchtens an radioaktiven Substanzen ein Linienspektrum noch nicht gefunden wurde, so kann dies seinen Grund in dem Auftreten des Doppler-Effekts haben. Die α-Teilchen besitzen ja eine Geschwindigkeit bis zu $1{,}6 \cdot 10^9$ cm/sec^{-1}; emittieren sie darum Spektrallinien, so müssen diese bei Beobachtung in

1) P. Ewers, Ann. d. Phys. Wied. Ann. **69**, 167, 1899.
2) H. Becquerel, C. R. **136**, 1517, 1903.
3) J. Stark, Jahrb. d. Rad. u. El. **2**, 147, 1905.

1) Sir William u. Lady Huggins, Proc. Roy. Soc. **72**, 196, 409, 1903.
2) W. Crookes u. J. Dewar, Brit. Ass. 1903.
3) F. Himstedt u. G. Meyer, Ber. Nat. Ges. Freiburg **16**, 13, 1905.
4) B. Walter u. R. Pohl, Ann. d. Phys. **18**, 406, 1905.
5) W. Marckwald u. K. Herrmann, Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 227, 1905.
6) B. Walter, Ann. d. Phys. **17**, 367, 1905.
7) R. Pohl, Ann. d. Phys. **17**, 375, 1905.

der Strahlenrichtung stark verschoben erscheinen. Ist v die Geschwindigkeitskomponente in der Richtung der Beobachtung, λ_v die in dieser Richtung emittierte Wellenlänge, λ_0 die Wellenlänge für relative Ruhe von α-Teilchen und Beobachter, so gilt $\frac{\lambda_0 - \lambda_v}{\lambda_0} = \frac{v}{c}$, wo c die Lichtgeschwindigkeit ist. In den bisherigen Beobachtungen hatte v alle möglichen Werte von 0 bis $\pm 1 \cdot 10^9\,\mathrm{cm/sec^{-1}}$. Darum konnte keine scharfe Linie des α-Teilchens beobachtet werden. Dies wird nur möglich sein, wenn man ein paralleles Bündel α-Strahlen herstellt und die mögliche Emission normal zu ihrer Richtung beobachtet.

Göttingen, Dezember 1905.

(Eingegangen 8. Dezember 1905.)

Das leichteste Gas.

Von A. Schmidt.

Seit längeren Jahren bekämpfe ich die Übertreibung des sogenannten zweiten Hauptsatzes, welche der Gravitation keinen hemmenden Einfluß auf die Energiezerstreuung gestatten will, obgleich doch niemand in der Beschränkung der Massenzerstreuung durch die Gravitation eine Verletzung des Gesetzes der Trägheit erblickt. Besonders seit dem Jahre 1899 habe ich in mehreren Abhandlungen in Gerlands Beiträgen zur Geophysik[1]) die meteorologischen Tatsachen, zu welchen die moderne Aeronautik sehr wesentliche Beobachtungen hinzugefügt hat, benutzt, um unter Bekämpfung entgegenstehender theoretischer Bedenken die Unumgänglichkeit meiner Anschauung darzulegen. Im Wesen des Gases liegt die Tendenz begründet, unter der Einwirkung äußerer Kräfte Temperaturdifferenzen zu erzeugen. Nach der kinetischen Gastheorie läßt sich diese Tendenz herleiten aus dem Spiele der ineinander diffundierenden Molekeln, deren jede je zwischen zwei Kollisionen mit Nachbarteilchen der Beschleunigung der äußeren Kräfte, z. B. der Schwere, unterliegt.

In ruhender vertikaler Luftsäule über der Erdoberfläche führt das Spiel der Molekeln einem Gleichgewichtszustand der Wärmeleitung entgegen, für welchen die Temperaturänderung Δt bei der Höhenänderung Δh gegeben ist durch das Gesetz:

$$-\Delta h = A\, c_v\, \Delta t,$$

wobei c_v die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Volum und A das mechanische Wärmeäquivalent bezeichnet. Dieser Zustand ist statisch labil, er führt zu Einsturzbewegungen der Luftmassen, zu vertikalen Strömungen. Der statisch indifferente Zustand entspricht der Beziehung

$$-\Delta h = A\, c_p\, \Delta t,$$

wobei c_p die spezifische Wärme der Luft bei konstantem Druck bezeichnet.

Mehrfach habe ich darauf hingewiesen, daß das Prinzip der Energiekonservierung durch die Gravitation auf das Postulat eines Weltraumgases[1]) führe von so kleinem Molekulargewicht und folglich so großer Wärmeleitungsfähigkeit, daß es imstande sei, aus den fernsten Himmelsräumen die Wärme durch Leitung zur Sonne zurückzuführen, welche sie stetig durch Strahlung verliert. Mendelejeffs kühner Versuch[2]), die an eine Weltraumatmosphäre zu stellenden Anforderungen bezüglich der physikalisch-chemischen Eigenschaften zu begründen, hat mich veranlaßt, die Frage nach meinen eigenen Gesichtspunkten in Angriff zu nehmen. Die eingehendere Behandlung soll in den „Beiträgen zur Physik der freien Atmosphäre von Aßmann und Hergesell" demnächst veröffentlicht werden. Hier möchte ich nur das interessante Ergebnis der Molekulargewichtsberechnung für das hypothetische Weltraumgas mitteilen und kurz begründen.

Ich setze, von -273^0 an gerechnet, die Temperatur des den Massenzentren fernen Weltraums gleich T_0, die an der Grenze der dichteren Erdatmosphäre gleich T_1, die an der Grenze der dichteren Sonnenatmosphäre gleich T_2, ferner die molekularen Geschwindigkeiten des Weltraumgases an den drei Orten gleich v_0, v_1, v_2, diejenige des Wasserstoffgases bei $T = 273^0$ gleich 1840 m. Unter T_2 ist eine Idealtemperatur zu verstehen, welche sich dem Potentialwert an der Sonnenoberfläche entsprechend ausbilden würde, falls die Strahlung und die vertikalen Strömungen daselbst sistiert würden. Tatsächlich zeigt die Sonnenoberfläche fortgesetzt Erscheinungen, wie sie Einsturzströmungen infolge labiler Schichtenlagerung hervorbringen müßten. Die effektive Sonnentemperatur wird also zwischen zwei Werten liegen, die sich verhalten wie c_v und c_p des Weltraumgases, das mit Mendelejeff als einatomig anzunehmen ist, daher ist

$$c_v : c_p = 1 : 1{,}666$$

zu setzen und die Idealtemperatur dürfte etwa 1,333 mal so hoch anzunehmen sein als die effektive Temperatur. Als Potentialgeschwindigkeit an der Sonnenoberfläche, Geschwindigkeit des aus dem Unendlichen mit Anfangsgeschwin-

1) Das Wärmegleichgewicht der Atmosphäre nach den Vorstellungen der kinetischen Gastheorie. Bd. IV, S. 1. Labile Gleichgewichtszustände in der Atmosphäre. Bd. V, S. 389. Die Wärmeleitung der Atmosphären. Bd. VI, S. 156.

1) Gerlands Beiträge zur Geophysik, VI, S. 169.

2) Deutsche Übersetzung in Prometheus 16, 97, 121, 129, 145, 1904.

digkeit Null fallenden Körpers, sei die Zahl 608000 Meter gesetzt, als Potentialgeschwindigkeit an der Erdoberfläche nicht, wie gewöhnlich geschieht, 11200, sondern 43000 Meter. Man pflegt die Vermehrung des Erdpotentials um das am Orte der Erde bestehende Sonnenpotential zu unterlassen. Damit ergeben sich die Beziehungen:

$T_0 : T_1 : T_2 = v_0^2 : v_1^2 : v_2^2$ und $v_2^2 - v_0^2 = 608000^2$
und $v_1^2 - v_0^2 = 43000^2$,

sowie für die Bestimmung des Molekulargewichts μ:

$$\mu : 2 = 1840^2 \frac{T_1}{273} : v_1^2,$$

woraus folgt:

$$\mu = \frac{2 \cdot 1840^2}{273 \cdot (608000^2 - 43000^2)} (T_2 - T_1)$$
$$= 0{,}0000000674340 \cdot (T_2 - T_1).$$

Mendelejeff setzt $T_1 = 193$ (entsprechend der Temperatur -80^0 unter dem Gefrierpunkt), vielleicht deutet die starke Abnahme des Temperaturgefälls in Höhen über 13000 Meter über dem Erdboden mit dem Auftreten ausgedehnter Temperaturumkehrungen auf eine noch etwas höhere Grenztemperatur der schwereren Atmosphäre der Erde, vielleicht ist $T_1 = 200$. Für den Wert von μ ist das unerheblich. Dagegen kann man über den besten einzusetzenden Wert von T_2 innerhalb weiterer Grenzen im Zweifel sein. Wahrscheinlich dürfte er zwischen 6500 und 7500 Grad zu suchen sein. Es ergibt sich für

$T_2 - T_1 = 6000^0$	$\mu = 0{,}000405$
7000^0	0,000472
8000^0	0,000540

Dieses Ergebnis ist in auffallender Übereinstimmung mit Wiecherts Berechnung des Molekulargewichts der Elektronen. Vielleicht bewirkt diese Übereinstimmung an maßgebender Stelle die Revision einer seit 30 Jahren als entschieden betrachteten Streitfrage.

(Eingegangen 21. Dezember 1905.)

Über ein mechanisch registrierendes Elektrometer für luftelektrische Messungen.

Von Hans Benndorf.

Unter diesem Titel habe ich in den Sitzungsberichten der Wiener Akademie[1]) einen Apparat beschrieben, der seither in einer Reihe meteorologischer Stationen zu luftelektrischen Messungen Verwendung findet. Die Erfahrungen, die dabei gesammelt wurden (insbesondere bin ich Herrn G. Simpson und Professor Lüdeling für ihre Mitteilungen zu Dank verpflichtet), gaben Anlaß zu einer Reihe von Verbesserungen und Vereinfachungen des Instruments, so daß es jetzt bedeutend kompendiöser und bei weitem bequemer in der Handhabung ist.

Deshalb möge eine kurze Beschreibung des neuen Instruments hier Platz finden.

I. Beschreibung des Elektrometers.

Starr mit der Nadel eines Quadrantenelektrometers verbunden, schwingt ein 20 cm langer Zeiger Z (Fig. 1) aus Aluminiumdraht in einem balkonartigen Ausbau des Elektrometergehäuses über einem 12 cm breiten Papierstreifen, der durch ein Uhrwerk in der Stunde um ca. 4 cm fortbewegt wird.

Die Stellung des Zeigers wird zeitweilig[1]) durch Niederdrücken markiert und zwar in folgender Weise: Senkrecht zur Bewegungsrichtung des Papierstreifens liegt unter ihm eine Stricknadel, über ihm ein Streifen Blaupapier, der durch das Uhrwerk kontinuierlich von der Rolle R_1 (Fig. 2) ab und auf R_2 aufgewickelt wird. Drückt nun der Hebel H den Zeiger auf die Papierfläche nieder, so entsteht auf ihr ein blauer Punkt.

Das Niederdrücken des Hebels (drehbar um die Achse aa) geschieht durch den Elektromagneten M_1 und kann in beliebigen Intervallen bis herunter zu einer Minute ausgelöst werden.

Um das Instrument auch an Orten verwenden zu können, wo keine Pendeluhr mit elektrischen Kontakten zur Verfügung steht, ist mit dem Uhrwerk ein Minuten- (m) und ein Stundenkontakt (S) verbunden. Der letztere dient dazu, den Magneten M_2 zu betätigen, der wieder einen Bügel niederzieht; dieser Bügel trägt rechts und links zwei Schneiden, die auf dem Papierstreifen 1 cm vom Rande entfernt auf beiden Seiten stündlich je eine Marke schreiben. In der schematischen Zeichnung Fig. 1 ist er sowie das Uhrwerk der Deutlichkeit halber weggelassen.

Die Walze W_1 wird direkt vom Uhrwerk im Sinne gegen den Uhrzeiger angetrieben und schiebt den Papierstreifen, der auf ihr durch Reibung und die Druckwalze W_2 am Gleiten verhindert wird, weiter. Das Uhrwerk läuft über eine Woche. Die Kontakte am Uhrwerk

1) Abt. IIa, Bd. III, S. 1, 1902.

1) Die Unmöglichkeit, ein derartiges Elektrometer kontinuierlich mechanisch, etwa durch Schreiben in Ruß, registrieren zu lassen, erhellt, wenn man die Größe des Drehmomentes der elektrischen Kräfte bestimmt; es ist $D = C V_1 V_2$, wenn das Instrument in Nadelschaltung verwendet wird und V_1 die Potentialdifferenz der Quadranten, V_2 das Potential der Nadel bedeutet.

Die Elektrometerkonstante C ist für das obige Instrument etwa $8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{dyn cm}}{\text{Volt}^2}$, entspricht also ($V_1 = 100$ Volt, $V_2 = 1000$ Volt gesetzt) einer Kraft am Ende des Zeigers von $p = 0{,}04$ dyn. Da man die Reibung in Ruß (Wiechert) auf etwa 0,5 dyn schätzen kann, würde selbst in der Ruhelage die Reibung die elektrischen Kräfte um das 10fache übersteigen.

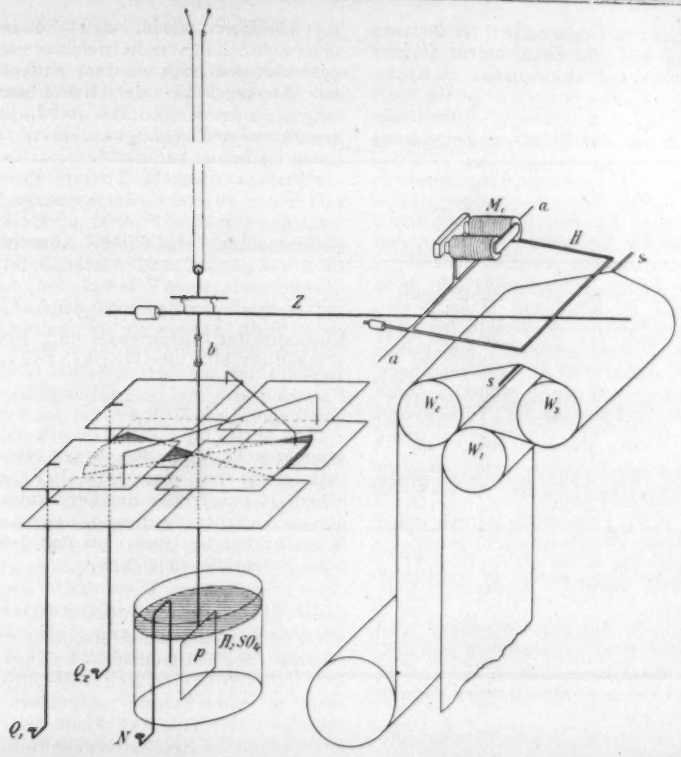


Fig. 1.

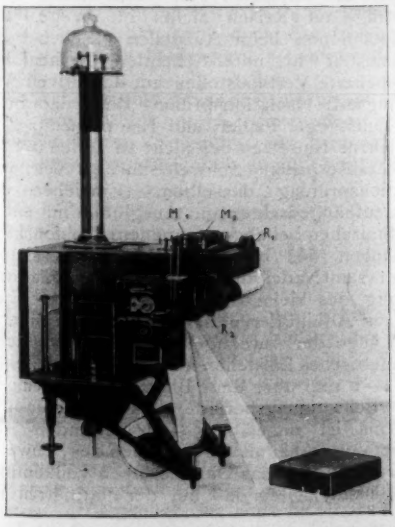


Fig. 2.

sind aus Platin und leicht zugänglich, so daß das von Zeit zu Zeit notwendige Putzen keine Schwierigkeit bereitet.

Zum Betrieb der Elektromagnete genügt eine Batterie von 2 oder 3 Leclanché-Elementen.

Die Lemniskate des Elektrometers ist bifilar an einem dünnen ausgeglühten Platindraht aufgehängt und von dem Zeiger Z durch ein Bernsteinstückchen b isoliert; Gehäuse und Zeiger sind durch den Aufhängedraht metallisch verbunden und können durch eine Klemme zur Erde abgeleitet werden.

Gedämpft wird das schwingende System durch ein Platinblech p in Schwefelsäure, die zugleich die Zuleitung zur Nadel vermittelt. Samtliche Isolationen bestehen aus Bernstein. Die Kapazität des Instruments beträgt 20 bis 30 cm.

II. Theorie des Apparates.

Werden die Quadrantenpaare Q, Q_2 (Fig. 1) und die bewegliche Nadel auf die Potentiale V_1, V_2 und V_n gebracht, so zeigt der Zeiger Z des Instruments einen Ausschlag a an, dessen Größe dadurch bedingt ist, daß sich für diese

Lage der Nadel das Drehmoment der bifilaren Aufhängung D und das Drehmoment D' hervorgerufen durch die elektrostatischen Kräfte aufheben.

Wird das bifilar aufgehängte System um den Winkel α aus der Ruhelage gedreht, so ist $D = \left(mg \frac{e_1 e_2}{4(h-\delta)} + \frac{2\pi}{5} [E] \frac{\varrho^4}{h} \right) \sin \alpha$,

wo m die Masse des aufgehängten Systems, g die Intensität der Erdschwere, e_1 und e_2 den oberen resp. den unteren Abstand der Hängedrähte, h ihre Länge, ϱ ihr Radius, $[E]$ ihren Elastizitätsmodul in absolutem Maße, δ eine Korrektur wegen Steifheit der Drähte bedeuten und im C.G.S.-System gemessen sein sollen. Für den obigen Apparat ist der Größenordnung nach $D = (24 e_1 + 3{,}3) \sin \alpha$, wobei e_1 durch Verstellen der Schneiden am Torsionskopf zwischen $e_1 = 0{,}02$ und $e = 1$ cm variiert werden kann.

D' kann für viele Fälle genügend genau durch die gewöhnliche Formel $D' = C' (V_1 - V_2) (V_n - {}^1/_2 (V_1 + V_2))$ dargestellt werden, wobei C' eine Konstante des Apparats bedeutet.

Es ist dann $\sin \alpha = C'' (V_1 - V_2) (V_n - {}^1/_2 (V_1 + V_2))$, wobei C'' wieder eine Konstante bezeichnet.

Bei Messungen des Potentialgefälles wird das Elektrometer wohl ausschließlich in Nadelschaltung verwendet werden, indem $V_1 = -V_2$ durch Anlegen einer geeigneten Batterie dauernd konstant erhalten wird.

Bezeichnet $V = V_1 - V_2$ die Potentialdifferenz der Quadrantenpaare, so ist $\sin \alpha = C'' V V_n$, bei konstantem V ist $\sin \alpha$ proportional dem gemessenen Potential.

Bei Messungen von höherem Potential ($V_n = 1000$ Volt und mehr), die ich auf Veranlassung von A. Sprung anstellte, um gewisse Mängel, die sich zeigten, zu studieren, bemerkte ich, daß obige Formel nur innerhalb gewisser Grenzen richtig ist. Beim Durchsuchen der Literatur fand ich, daß schon Hopkinson[2]) Versuche angestellt hat, die zeigen, daß die Größe C'' nur bis zu gewissen Werten das Potential V_n als merklich konstant betrachtet werden darf. Gute Übereinstimmung mit dem Experiment erhält er, wenn er für C'', $\frac{c''}{1 + K V_n^2}$ einsetzt, wobei K eine Konstante bedeutet, deren Wert von der Unsymmetrie der Nadel bezüglich der Quadrantenebenen abhängt.

Die Ursache dafür, daß die theoretische Formel nicht für hohe Werte von V_n stimmt, liegt einerseits darin, daß die in der Praxis unvermeidlichen Symmetriefehler von der Theorie nicht berücksichtigt werden, andererseits darin, daß Maxwell bei der Betrachtung der Abhängigkeit der Kapazitäts- und Induktionskoeffizienten vom Drehungswinkel α nur Glieder erster Ordnung benützt.

Walker[1]) hat die Theorie des Instruments auf Glieder zweiter Ordnung ausgedehnt. Seine recht komplizierte Formel vereinfacht sich für Nadelschaltung und kleine Ausschläge, für die $\sin \alpha = \alpha$ gesetzt werden kann, in folgenden Ausdruck: $\alpha = \frac{C'' V V_n}{1 + A V^2 + B V_n^2}$, wo C'', A, B Konstante des Instrumentes sind. Bei konstantem V resultiert eine der Hopkinsonschen analoge Formel $\alpha = \frac{A'}{1 + B' V_n^2} \cdot V_n$.

Da auch bei der Theorie Walkers unsymmetrische Verhältnisse der Nadel nicht berücksichtigt sind, diese sich aber besonders bei hohem V_n bemerkbar machen, kann die Formel nur als Annäherung dienen, wenn keine anderen Mittel vorhanden sind, um das Instrument für hohe Potentiale zu eichen.

III. Das Elektrometer im Gebrauch.

Was zunächst die Aufstellung und Indienststellung des Instruments anlangt, so ist sie weit einfacher bei der Neukonstruktion und kann leicht in einer Stunde ausgeführt werden; da außerdem der Apparat keine sehr hohen Anforderungen an Erschütterungsfreiheit stellt und einfach zu verpacken ist, steht seiner Verwendung auf Reisen nichts im Wege. Die Manipulationen beim Aufstellen geschehen am bequemsten in untenstehender Reihenfolge. Angenäherte Vertikalstellen am definitiven Aufstellungsort. Isolationsprüfung der Quadranten und Zuleitung. Papier und Blaupapierstreifen-Einziehen. Einsetzen des nicht zu vollen (wegen Wasserabsorption) Schwefelsäuregefäßes und Isolationsprüfung desselben. Einziehen des Platinaufhängedrahtes und Ausglühen mit einem Zündhölzchen bei abgenommenem Torsionskopf. Einhängen des bereits grob ausbalanzierten Zeigers samt Nadel, und vorhergehende Isolationsprüfung des kleinen Bernsteinzylinders. Endgültiges Äquilibrieren des Zeigers, Regulieren der Länge der Aufhängedrähte, und möglichst symmetrisches Einstellen der Nadel; der Zeiger soll 1—2 mm über dem Blaupapier schwingen. (Die Schwingungsperiode des ungedämpften Systems ist ungefähr 5—10 Sekunden, das Dämpfungsverhältnis ca. 5.) Heben des Schwefelsäuregefäßes bis das Dämpferblech vollkommen eingetaucht ist, so daß nur der Platindraht die

1) Maxwell, Lehrbuch der Elektrizität I., deutsch von Weinstein, S. 352.
2) Phil. Mag. (5) 19. 291, 1895.

1) Phil. Mag. (6) 6, 238, 1903.

Flüssigkeitsoberfläche durchsetzt. Schließen des Instruments.

Will man die an der Uhr angebrachten Kontakte zum Betrieb des Instruments verwenden, empfiehlt es sich, mit der Stromstärke möglichst weit herunter zu gehen. Funkenbildung an den Kontaktstellen kann, wenn nötig, durch Parallelschaltung eines Flüssigkeitswiderstands herabgesetzt werden.

Was die Eichung des Instruments anlangt, ist zu bemerken: Infolge der bifilaren Aufhängung ist die Nullage des Zeigers praktisch konstant, auch bei starken Temperaturschwankungen; ist dies auch bei der Batterie, die man zum Laden der Quadranten verwendet, der Fall, so ändert sich auch die Empfindlichkeit des Instrumentes nicht, solange man an der bifilaren Aufhängung nichts ändert.

Es ist daher nur notwendig, einmal eine Eichung vorzunehmen und von Zeit zu Zeit die Konstanz der Hilfsbatterie dadurch zu prüfen, daß man ein Quadrantenpaar mit der Nadel verbindet und den entsprechenden Ausschlag mißt. Die Eichung selbst erfolgt am einfachsten durch Anlegen konstanter bekannter Potentiale. Stehen solche nicht in genügender Höhe zur Verfügung, um den ganzen Meßbereich auszuwerten, muß man sich mit geringerer Genauigkeit und indirekten Methoden begnügen. Das Einfachste und für viele Fälle genügend genau ist die Annahme, daß der Ausschlag a proportional V_n ist; aus der Gleichung $a = K V_n$ läßt sich die Konstante (bei gegebener Hilfsbatterie) K durch Anlegen eines bekannten Potentiales ermitteln. Will man das Instrument zur Messung höherer Potentiale verwenden, als man zu Eichzwecken zur Verfügung hat, und doch das Instrument möglichst genau kalibrieren, so empfiehlt sich folgender Weg:

Zunächst macht man das Instrument möglichst empfindlich durch Verwendung einer möglichst hohen Spannung zur Ladung der Quadranten, eventuell auch durch Verringerung des oberen Fadenabstandes der bifilaren Aufhängung und bestimmt die Ausschläge für verschiedene Potentiale. Hierauf wird das Instrument wieder auf die gewünschte geringere Empfindlichkeit gebracht und der Ausschlag a_m genauer, den man für das höchste verfügbare Potential erhielt. Ist a der diesem Potential entsprechende Ausschlag bei der zuerst verwendeten großen Empfindlichkeit, so sind die Voltwerte der verfertigten Eichungskurve mit $\frac{a}{a_m}$ zu multiplizieren.

Beim Betrieb des Instruments empfiehlt es sich, innerhalb 24 Stunden die Nadel 2 mal zur Erde abzuleiten, um auf dem Papierstreifen mit der nötigen Sicherheit die Nullinie ziehen zu können.

Die Ausmessung der Diagramme erfolgt am bequemsten mit Glasmaßstäben, die aus etwa 20 cm langen Strichen von 1 mm Abstand bestehen, wobei man zur Erleichterung der Ablesung den 0., 10., 20. Strich schwarz und den 5., 15., 25. rot färbt; legt man den Meßstab mit der Nullinie auf die mit Bleistift gezogene Nullinie des Diagramms, so kann man, ohne verschieben zu müssen, rasch nacheinander die einzelnen Punkte ablesen.

Über die Verwendung des Instruments zur Registrierung der Zerstreuung siehe Lüdeling, diese Zeitschr. **5**, 447, 1904, über eine Vorrichtung nach Angabe Lüdelings zur automatischen Umschaltung für einen anderen Meßbereich A. Sprung, diese Zeitschr. **5**, 326, 1904.

Das Instrument wird vom Mechaniker des physiologischen Instituts der Universität Wien Herrn Ludwig Castagna hergestellt, dem ich für bereitwilliges Entgegenkommen bei den mancherlei Versuchskonstruktionen zu Dank verpflichtet bin.

Graz, Physikalisches Institut der Universität, November 1905.

(Eingegangen 21. November 1905.)

BESPRECHUNGEN.

F. Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik. Zehnte vermehrte Auflage des Leitfadens der praktischen Physik. gr. 8. XXVIII u. 656 S. mit zahlreichen Figuren im Text. Leipzig, B. G. Teubner. 1905. Gebunden M. 9.—.

Kohlrauschs praktische Physik ist ein so allgemein geschätztes Werk, daß es unnötig ist, Worte zur Empfehlung einer neuen Auflage zu verlieren. Es genügt der einfache Hinweis auf die Tatsache des Erscheinens einer solchen und die Bemerkung, daß dieselbe entsprechend der Weiterentwicklung der Wissenschaft sowie auch sonst in Einzelheiten eine wie stets liebevoll durchgearbeitete Vermehrung erfahren hat. Demgemäß steht zu erwarten, daß die 5000 Exemplare der neuen Auflage wiederum in wenig Jahren vergriffen sein werden.

E. Bose.

(Eingegangen 19. August 1905.)

Textbooks of Physical Chemistry edited by Sir William Ramsay.

J. W. Mellor, Chemical Statics and Dynamics, including the Theory of chemical Change, Catalysis and Explosions. London, Longmans, Green and Co., 1904.

Der Verfasser des vorliegenden Werkchens über chemische Statik und Dynamik ist bekannt durch sein vorzügliches Werk, betreffend „Höhere Mathematik für Studierende der Chemie und Physik", das bis auf Einzelheiten als eine wohlgelungene Einführung in die mathematische Behandlung der Naturwissenschaften gelten kann. In dem vorliegenden Teile der Ramsayschen „Textbooks of Physical Chemistry" hat Mellor es verstanden, die Grundlagen der chemischen Statik und Dynamik in sachlicher und fast stets einwandfreier Weise darzustellen. Wie die anderen Teile des Ramsayschen Unternehmens verdient auch dieses in jeder Hinsicht Anerkennung. E. Bose.

(Eingegangen 19. August 1905.)

Frank Austin Gooch and Claude Frederic Walker, Outlines of Inorganic Chemistry. New York, Macmillian Company. 1905.

Ein elementarer Lehrgang der anorganischen Chemie für Studierende, hervorgegangen aus der Unterrichtspraxis. Die Darstellung ist gedrängt, daher nicht immer genügend klar und anschaulich, was besonders bei der Behandlung des periodischen Systems auffällt; die physikalischen Grundlagen werden meistens genügend hervorgehoben und gesondert präzisiert, so daß in dieser Hinsicht das Werk volles Lob verdient. Sehr gut gelungen sind zum Teil die summarischen Zusammenfassungen am Ende der einzelnen Abschnitte. Das Buch wird seinen Zweck im übrigen gewiß in ausgezeichneter Weise erfüllen; für deutsche Verhältnisse bietet dasselbe dagegen nichts wesentlich Neues.

E. Bose.

(Eingegangen 19. August 1905.)

D. Schultz-Hencke, Anleitung zur photographischen Retusche und zum Übermalen von Photographieen. Für den Selbstunterricht und den Unterricht in Fachschulen. Vierte, neu bearbeitete Auflage. gr. 8. VIII u. 126 Seiten. Mit 4 Lichtdrucktafeln u. 23 Abbildungen im Text. Photographische Bibliothek VII. Berlin, G. Schmidt. 1905. M. 2,50.

E. Blech, Standentwicklung als Universalmethode für alle Zwecke. Zweite, durchgesehene Auflage. gr. 8. VI u. 95 Seiten. Mit 3 Abbildungen im Text. Photographische Bibliothek XII. Berlin, G. Schmidt. 1905. M. 1,80.

H. W. Vogel, Das Pigment-Verfahren (Kohledruck) mit einem Anhang über das Gummidruck- und Ozotypie-Verfahren. Bearbeitet von Paul Hanneke. Fünfte, vermehrte Auflage. gr. 8. VIII u. 134 Seiten. Mit einer Tafel in Pigmentdruck und 22 Abbildungen im Text. Photographische Bibliothek I. Berlin, G. Schmidt. 1905. M. 3,—.

Wie gut die von der Photographischen Bibliothek herausgegebenen Werke ihren Zweck erfüllen, ersieht man aus der raschen Folge, mit der die einzelnen Hefte in neuer Auflage erscheinen. Die kleinen Monographieen sind auch für den Nichtfachmann, für den sie in erster Linie bestimmt sind, leicht verständlich geschrieben. Dabei enthalten sie eine Fülle von Rezepten und praktischen Winken, die selbst dem Fachmann — und so auch dem photographierenden Physiker — sehr erwünscht sind. Die Bücher sind durchweg preiswert und gut ausgestattet. Besonders das Vogelsche Lehrbuch des Pigmentverfahrens, dessen beiden letzten Auflagen von Hanneke neu durchgesehen und um zwei wertvolle Kapitel über Gummidruck und Ozotypie erweitert sind, kann bestens empfohlen werden. Vielleicht entschließt sich der Autor, die nächste Auflage um ein weiteres Kapitel über Dreifarben-Pigmentdrucke zu vermehren. Riesenfeld.

(Eingegangen 12. September 1905.)

A. Gleichen, Vorlesungen über photographische Optik. gr. 8. IX u. 230 S. mit 63 Figuren. Leipzig, G. J. Göschensche Verlagshandlg. 1905. M. 9,—.

Der Inhalt des Werkes gliedert sich in 14 Kapitel über folgende Gegenstände: Grundlagen, Achsennahes Gebiet, Blenden, Achromasie, Seidel und Petzval, Hamilton, Aplanasie, Astigmatismus, natürliche Blende, Orthoskopie und Helligkeit, Symmetrie, Geometrische und praktische Konstruktionen, Rechnungsverfahren. Ein Teil der Lehren findet sich bereits in dem Lehrbuch der geometrischen Optik desselben Verfassers; unverkennbar war er bemüht, es auf der Höhe der Zeit zu halten. Das Buch ist sehr interessant zu lesen, denn es gibt sich eine persönliche Auffassung kund. Der Fachmann hat Gelegenheit, andere Anschauung zu finden, der Laie, manches zu lernen.

Wenn der Verfasser unter Hinweis auf meine Fernrohrtheorie Seite 1 bezüglich der beugungstheoretischen Optik sagt, daß „die einschlägigen Bemühungen noch zu keinem abgeschlossenen Erfolg geführt haben", dann kennt er kaum meine späteren Veröffentlichungen noch die Meinung jedes hervorragenden Optikers. Freilich, hierin gebe ich ihm Recht,

daß in der photographischen Optik im allgemeinen die geometrische Behandlung zu brauchbaren Resultaten führt; hieran ist jedoch nicht die Untauglichkeit der Beugungstheorie schuld, sondern das Gebiet der Mikroskop- und Fernrohroptik ist bis zu 100 mal so fein als jenes; einer der berühmtesten Optiker nannte mir gegenüber einmal gesprächsweise die Verhältnisse bezüglich der Aberrationen „klobig".

Das Niveau des Buches steigt von den einfachsten Dingen (sollte man es für möglich halten, daß heute noch rechnende Optiker nicht reelle Strahlen zugrunde legen) bis zur charakteristischen Funktion von Hamilton, ohne jedoch gleich Schwarzschild die entsprechenden — gerade für die photographische Optik fruchtbaren — Konsequenzen zu ziehen. Ich möchte nun noch einige Punkte besprechen, um auch meine Anschauung kundzugeben.

Die Sinusbedingung ist räumlich getrennt von der Komafreiheit; S. 144 findet sich doch wenigstens eine Andeutung, daß Komafreiheit für beliebigen Blendenort zur „Fraunhoferschen Bedingung" — dies ist doch wohl die Sinusbedingung — führt. Im allgemeinen fordert die Sinusbedingung zu viel und leistet zu wenig.

Der Verfasser stellt S. 74 die Petzval-Bedingung als allgemein gültiges Prinzip den Ausdrücken von Zinken als speziellen Formulierungen entgegen, m. E. nur scheinbar mit Glück. Es ist doch wohl nicht richtig, daß (S. 73) bei weit geöffneten Büscheln stets eine Diakaustik mit räumlicher (!) Spitze sich bilde, sonst müßte ja jedes System eigentlich anastigmatisch sein. Petzval selbst verlangte für sein Prinzip ausdrücklich punktweise Abbildung, d. h. doch wohl Freiheit von Astigmatismus (!). Es freut mich, daß sich mein Ausdruck „Pseudobrennweite" einbürgert. Sympathischer berührt mich die Lehre von der natürlichen Blende, obwohl natürlich der Kenner die Sache wissen mußte.

Von Zonen und deren Beseitigung dürften alle Lehrbücher künftig mehr bringen, beim Patent Steinheil (S. 185) vermisse ich den Namen Unofokal. Der dem Verfasser von anderer Seite gemachte Vorwurf, daß er vollständige Durchrechnungen bringe, scheint mir eher ein Vorzug zu sein, bildend für Kreise, die geringschätzig auf praktische Leistungen herabsehen. Hiermit wünsche ich dem angenehm zu lesenden Buch nützlichen Erfolg.

Karl Strehl.

(Eingegangen 12. Dezember 1905.)

A. Bantlin, Amerikanische Dampfturbinen. Erweiterung eines im Württembergischen Ingenieur-Vereins gehaltenen Vortrags. Lex. 8. IV u. 76 S. mit 104 Abbildungen im Text. Stuttgart, A. Kröner. 1905. M. 3,—

Das Buch bringt die konstruktiven Einzelheiten der drei wichtigsten Turbinentypen der nordamerikanischen Industrie: der Curtis-Turbine, einer partialbeaufschlagten Druckturbine mit gewöhnlich zwei Druckstufen von je drei Geschwindigkeitsstufen — Bauart: stehende Welle —, der Hamilton-Holzwarth-Turbine, einer voll beaufschlagten Druckturbine mit vielen Geschwindigkeitsstufen — Bauart: liegende Welle —, und der uns bekanntesten Westinghouse-Parson-Turbine, einer voll beaufschlagten Überdruckturbine mit sehr vielen Druckstufen — Bauart: liegende Welle.

H. Hort.

(Eingegangen 22. September 1905.)

Th. Immenkötter, Über Heizwertbestimmungen mit besonderer Berücksichtigung gasförmiger und flüssiger Brennstoffe. gr. 8. VII u. 97 S. mit 23 Text-Abbildungen. München, R. Oldenbourg. 1905. M. 3,—.

Der Hauptzweck der Arbeit ist es, die Genauigkeitsgrenzen festzustellen, die mit Hilfe des Junkersschen Kalorimeters bei Heizwertbestimmungen zu erreichen sind. Die Arbeit entstand in dem Maschinenlaboratorium der Techn. Hochschule zu Aachen, dessen Vorsteher H. Junkers selbst ist. Die in der Arbeit erreichten Genauigkeitsgrenzen sind außerordentlich groß, jedenfalls viel größer, als von der Praxis gefordert wird. Die vom Verfasser ausgeführten sechs Heizwertbestimmungen für Wasserstoff differieren im Mittel gegen die Thomson-v. Thanschen (Wiedem. Ann. 81, XIV. S. 417) um 0,069 % bezw. 0,185 %. (Letzterer Wert entspricht dem Mittel aus den vier ersten, gewichtigeren Versuchen Immenkötters.) Bemerkenswert ist Immenkötters Resultat, daß „bei Vernachlässigung der in dem Kalorimeter begründet liegenden Fehlerquellen" auch unter ungünstigen Versuchsbedingungen der prozentuale Fehler für ein Gas von 3000 WE pro cbm Heizwert kleiner als 0,46 ist, bei normalen Bedingungen $\pm$ 0,15 %. Der Verfasser glaubt durch seine Versuche gezeigt zu haben, „daß das Junkerssche Kalorimeter sich auch für rein wissenschaftliche Heizwertbestimmungen sehr gut eignet."

Als Einleitung der Arbeit ist ein Überblick über die verschiedenen Methoden der Heizwertbestimmung gegeben; die Arbeit schließt mit Angaben über die Verwendbarkeit des Junkersschen Kalorimeters bei Untersuchung heizarmer Gase sowie flüssiger Brennstoffe.

H. Hort.

(Eingegangen 22. September 1905.)

H. Birven, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie. 8. VII u. 128 S. mit 41 in den Text gedruckten Abbildungen. Stuttgart, Fr. Grub. 1905. Gebunden M. 2.80.

Das Büchlein verfolgt den gleichen Zweck wie ein erst kürzlich hier besprochenes, ähnlich lautendes: es ist in erster Linie wohl für diejenigen geschrieben, die sich nicht näher mit Thermodynamik beschäftigen wollen. Mit diesem Werkchen dürfte das Bedürfnis nach solchen kurzgefaßten, orientierenden Abhandlungen über Thermodynamik befriedigt sein. H. Hort.

(Eingegangen 22. September 1905.)

A. Marcuse, Handbuch der geographischen Ortsbestimmung für Geographen und Forschungsreisende. gr. 8. X u. 341 S. mit 54 Textfiguren und 2 Sternkarten. Braunschweig, F. Vieweg & Sohn 1905. M. 10,—, geb. M. 12,—.

Der Verfasser hat das vorliegende Werk für Geographen und Forschungsreisende bestimmt. Es will den Leser mit den wichtigsten Problemen der praktischen Astronomie, der Zeit- und Ortsbestimmung, soweit vertraut machen, daß er die hierzu nötigen Beobachtungen nicht nur ausführen, sondern auch die Resultate selbständig ableiten kann. Der Leser erhält daher, abgesehen von einer Einleitung in die Grundlagen der astronomischen Geographie und der Theorie der wichtigsten winkel- und zeitmessenden Instrumente, auch die nötigen Fingerzeige zur Benutzung von astronomischen Tafeln und Ephemeridensammlungen für die Reduktion der Beobachtungen. Die hauptsächlich nautischen Zwecken dienenden Spiegelinstrumente, Sextant und Prismenkreis, haben keine Berücksichtigung erfahren, dagegen ein zur genäherten Ortsbestimmung dienendes neueres Instrument, der Butenschönsche Libellenquadrant. Dementsprechend konnten die Methoden der Orts- und Zeitbestimmung beschränkt werden auf diejenigen, welche mit Universalinstrument, resp. Libellenquadrant und Chronometer ausführbar sind. Für die Vorausberechnung von Sternbedeckungen durch den Mond, deren Beobachtung zur Bestimmung der geographischen Länge dient, wird hier zum erstenmale das überaus bequeme Stechertsche Verfahren wiedergegeben. Einige die Rechnung erleichternde Tafeln sind reproduziert worden. In einem Anhang endlich werden besondere Probleme der geographischen Ortsbestimmung behandelt: Die Berechnung genäherter Ortsbestimmung mit Hilfe der Merkatorfunktion, für die auch abgekürzte Tafeln beigegeben sind, die Ortsbestimmung ohne winkelmessende Instrumente mit Hilfe von Fadengestellen und endlich die astronomische Ortsbestimmung im Luftballon. Vom Leser werden die Kenntnisse der elementaren Mathematik und der sphärischen Trigonometrie vorausgesetzt; gelegentlich finden auch die Methoden der Infinitesimalrechnung Verwendung. Wie man aus vorstehenden Zeilen wird erkennen können, lag es in der Absicht des Verfassers, nur das Wichtigste zu geben, dafür aber auch manche Methoden und Probleme zu berühren, die in Werken des gleichen Genres nicht behandelt zu sein pflegen und zum Teil auch neueren Ursprungs sind. Hierdurch hat das Buch einen eigenartigen Charakter gewonnen und wenn es der Verfasser in erster Linie für den Geographen und Forschungsreisenden bestimmt hat und in zweiter Linie für Studierende der mathematisch-naturwissenschaftlichen Fächer und Lehrer des mathematisch-geographischen Unterrichts an höheren Schulen, so sei es für den letztgenannten Zweck besonders warm empfohlen. E. Przybyllok.

(Eingegangen 26. Oktober 1905.)

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Es habilitierten sich Dr. Felix Ehrenhaft und Dr. Friedrich v. Lerch an der Universität Wien für Physik, Dr. Jaroslav Mühlbauer an der böhmischen Technischen Hochschule in Prag für anorganische analytische Chemie.

Der Obermaschineninspektor bei der Generaldirektion der Staatseisenbahnen in München Dr. Bernhard Gleichmann wurde zum Honorarprofessor für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule München, der Privatdozent für Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Alfred Lottermoser zum a. o. Professor ernannt.

Verliehen wurde dem Privatdozenten der Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Ernst Mohr der Titel eines a. o. Professors, dem Professor für Wasserkraftmaschinen und Dampfkessel an der Technischen Hochschule Berlin Dr. H. Ludewig der Titel eines Geh. Regierungs-Rates.

Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Jonathan Zenneck wird einen Ruf an die Technische Hochschule in Braunschweig als Nachfolger des o. Professors Geheimrat Dr. Heinrich Weber, der in den Ruhestand tritt, Folge leisten.

Gestorben ist der Physiker Professor Gustav Amberg, in St. Petersburg der o. Professor der Physik am Elektrotechnischen Institut Dr. Alexander Popov, in London der Chemiker Dr. Hermann Johann Philipp Sprengel F. R. S. (der Entdecker der Pikrinsäure), in Dublin der Professor der Mathematik an der Universität Ch. J. Joly.

Gesuche.

Das Physikalische Laboratorium des Städt. Friedrichs-Polytechnikums zu Cöthen (Anhalt)

sucht zum 1. April d. Js. einen Assistenten. — Gehalt monatlich 100 Mark. — Geflg. Offerten mit Angabe des Studienganges erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Böse in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.